



HAL
open science

Calibrations et reconstruction tomographique en optique adaptative multi-objet pour l'astronomie : Application au démonstrateur CANARY

Fabrice Vidal

► **To cite this version:**

Fabrice Vidal. Calibrations et reconstruction tomographique en optique adaptative multi-objet pour l'astronomie : Application au démonstrateur CANARY. Astrophysique [astro-ph]. Observatoire de Paris, 2009. Français. NNT : . tel-00559962

HAL Id: tel-00559962

<https://theses.hal.science/tel-00559962v1>

Submitted on 26 Jan 2011

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.

OBSERVATOIRE DE PARIS
École doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Ile de France

THÈSE

Présentée en vue de l'obtention du titre de :
DOCTEUR DE L'OBSERVATOIRE DE PARIS

Spécialité : *Astronomie et Astrophysique*
Mention : *Instrumentation*

Par :

Fabrice VIDAL

**Calibrations et reconstruction tomographique en
optique adaptative multi-objet pour l'astronomie :
Application au démonstrateur CANARY**

Soutenue publiquement le 16 Décembre 2009 devant le jury constitué de :

M. Didier Pelat	Président du Jury
M. Roberto Ragazzoni	Rapporteur
M. François Rigaut	Rapporteur
M. Jean Marc Conan	Examineur
M. Nobert Hubin	Examineur
M. Richard Myers	Examineur
M. Eric Gendron	Directeur de thèse
M. Gérard Rousset	Co-directeur de thèse

Remerciements

Je crois que l'écriture de cette page constitue un soulagement pour tout thésard qui se respecte... En tout cas personnellement c'est probablement la page la plus facile à écrire de ce mémoire.

Mes premiers remerciements vont naturellement à mon directeur de thèse et principal encadrant Eric G. Plus que sa compétence en tant que chercheur (reconnue unanimement par ceux l'ayant côtoyé) c'est particulièrement sa gentillesse et sa disponibilité que j'ai envie de remercier. Jamais en 3 ans de thèse il ne m'a refusé une seule fois de prendre du temps sur la moindre explication. L'habituel "je pourrais te parler? j'ai une petite question?" était toujours suivi d'un sincère "mais oui bien sûr qu'y a t'il?" même si je voyais bien que sur son ordinateur les 237 mails non-lus (véridique) et 4 documents Word (tous urgents) étaient encore à écrire pour le soir même.

Malgré cela, c'était parti pour un après-midi d'explications, d'équations et de schémas, tableau à l'appui, pour finir en travaux pratiques sur mon ordinateur (souvent entrecoupés de nombreux fous rires)... Ses qualités humaines, son enthousiasme et sa patience pour expliquer 10 fois différemment si nécessaire ont beaucoup contribué à me mettre à l'aise. Ce fut toujours un immense plaisir de travailler avec lui que cela soit pour aligner une diode en salle SESAME ou d'essayer de comprendre d'où provient ce satané bug du programme en Yorick bien caché à la ligne 3425. Pour tout cela et pour bien d'autres choses encore, je souhaite lui exprimer toute ma gratitude.

Les mêmes remarques s'appliquent à mon deuxième directeur de thèse, Gerard R. dont le calme et la lucidité m'ont toujours frappé dans la gestion des nombreux projets d'OA qu'il mène de front et à bien. J'espère pouvoir m'en inspirer un jour. Je le remercie également d'avoir passé du temps à relire cette thèse et d'avoir toujours fait des remarques constructives sur mon travail.

D'ailleurs, en parlant de qualités humaines je crois que le bâtiment Lyot dans lequel j'ai effectué toute ma thèse en tient une bonne couche parmi tous ses occupants. Presque immédiatement, j'ai compris en arrivant que se cachait, dans ce petit préfabriqué d'une dizaine de bureaux (temporaire depuis 30 ans), une chaleur humaine incroyable. Je garde ainsi un souvenir ému de ce groupe, si riche en personnalités. Chacun à sa manière a contribué à rendre ces années particulièrement agréables.

Dans l'ordre de bureau du plus proche au plus lointain, j'ai une pensée immédiate envers mon collègue de bureau Arnaud S. qui, plus qu'un collègue informaticien a été un vrai ami durant ces 3 années. Toujours de bonne humeur (Toulousain oblige), qu'il

sache que j'apprécie toujours sa présence et les innombrables discussions que nous avons eues ensemble. Remarquez il vaut mieux car nous avons partagé le même bureau de $8m^2$ pendant 3 ans (et ce n'est pas fini!).

Un grand merci très amical à Yann C. dont j'apprécie toujours la justesse et la vision de la vie, que je partage également. Il faudra vraiment qu'on arrive avec Arnaud à faire marcher ton GPS sur ton "iTelephone" ;-)... Qui dit Yann dit Marie G., j'espère qu'on ne t'a pas trop dérangée durant nos nombreuses parties avec Arnaud sur la "Xboite". Ce fut en tout cas toujours un plaisir de discuter (entre autres) course à pied avec toi.

Il y a aussi Damien G. dont l'enthousiasme et la bonne humeur m'a toujours beaucoup amusé. Un grand merci à Zoltan H. dont j'apprécie particulièrement la sympathie et dont le travail sur SESAME m'a été directement bénéfique. C'est le seul courageux avec moi à venir à vélo à l'observatoire. Je pense aussi au "clan" des capoéristes Leonardo B., Marc H. et Thibault P.

Un coucou à Mathieu B. qui va prendre la suite de cette thèse et qui est en train de se prendre la tête à faire marcher le RTC CANARY avec Eric (va falloir que je m'y mette aussi!) et à Aglae K. partie à Hawaïi.

Une pensée amicale aux 'Oeil' Marie B., Ivan M., Florence P. (ex-SESAME) et Guillaume C. (ex-SESAME aussi) avec qui j'ai eu de nombreuses discussions variées et toujours très intéressantes.

J'ai également une pensée pour les gens du "bâtiment d'en face" (la Table Équatoriale) : Pierre F., Pierre K., Daniel R., Elodie C., Frédéric V., Vincent CdF, Vincent L. et en particulier Guy P. qui un jour lors de mon stage à Hawaïi a pris au sérieux ma demande de faire une thèse et en a fait part à Eric. C'est un peu grâce à lui si j'ai fait cette thèse.

Une thèse ne se faisant pas sans argent, je remercie la région Île de France qui a permis de la financer. En revanche je ne remercie pas la société d'organisation de conférences américaine SPIE pour avoir refusé de publier nos articles malgré nos relances répétées (ok on était un peu en retard mais quand même...).

Un grand merci à mon jury de thèse, en particulier François R. et Roberto R. d'avoir accepté d'être mes rapporteurs. Didier P. d'être le président du Jury, Jean Marc C., Richard M. et Norbert H. d'être mes examinateurs.

Mes dernières pensées vont à ma compagne, Christelle B. qui fut toujours d'un grand soutien pendant ma thèse, particulièrement dans les moments difficiles de la rédaction et enfin à ma mère qui m'a toujours encouragée à poursuivre dans la voie qui me plaisait. Qu'elles sachent que cette thèse leur doit beaucoup.

Table des matières

Introduction	1
I Principes généraux de l'optique adaptative	7
1 Formation d'images et turbulence atmosphérique	9
1.1 La lumière : l'information des astronomes	9
1.2 Formation d'images	10
1.2.1 La diffraction	10
1.2.2 Relations entre le plan pupille, la PSF et FTO	13
1.3 Propriétés et effets de la turbulence atmosphérique	15
1.3.1 Origine	15
1.3.2 Échelles externes et internes de la turbulence L_0 et l_0	15
1.3.3 Fluctuations d'indices de réfraction	16
1.3.4 Fluctuations de la phase turbulente	16
1.3.5 Le paramètre de Fried r_0	18
1.3.6 Le rapport D/r_0	18
1.3.7 Propriétés temporelles	19
1.3.8 Répartition en altitude	20
1.4 Influence de la turbulence sur les images	22
2 L'optique adaptative	25
2.1 Principe général	25
2.2 L'analyse de surface d'onde	29
2.3 La correction de l'onde lumineuse	31
2.3.1 Principe	31
2.3.2 Les miroirs déformables piézo-électriques	32
2.3.3 Les miroirs déformables bimorphes	32
2.3.4 Les miroirs déformables magnétiques	33
2.3.5 Les miroirs déformables électrostatiques	34
2.3.6 Commentaires sur les miroirs déformables en OA	34
2.4 La loi de commande en OA	35
2.4.1 Matrices d'interaction et de commande	35

2.4.2	La boucle fermée	37
2.5	Quelques grandeurs utiles en optique adaptative	40
2.5.1	Le rapport de Strehl	40
2.5.2	Énergie encadrée	40
2.6	Caractérisation d’aberrations dans un système optique.	41
2.7	Limitations de l’optique adaptative classique	46
2.7.1	Erreurs de mesure σ_{Mesure}^2	46
2.7.2	Erreurs de correction (fitting) $\sigma_{Correction}^2$	47
2.7.3	Erreur temporelle $\sigma_{Temporelle}^2$	47
2.7.4	Erreurs de calibration $\sigma_{Calibrations}^2$	48
2.7.5	Erreurs d’aberrations non-vues par le système σ_{aber}^2	48
2.7.6	Scintillation σ_{Sci}^2	49
2.7.7	Erreur d’anisoplanétisme σ_{aniso}^2	49
2.8	Vers de nouveaux concepts d’optique adaptative	52
2.8.1	Couverture du ciel?	52
2.8.2	Vers la création d’étoiles artificielles	53
2.8.3	LTAO	57
2.8.4	Augmenter le champ de correction?	58
2.8.5	GLAO	60
2.8.6	MCAO	61
2.8.7	Limitations de la MCAO pour une correction très grand champ sur les ELTs	62

II L’optique adaptative multi-objet (MOAO) 65

3	Besoins et contexte	67
3.1	De la problématique scientifique...	67
3.2	A la solution technique...	69
3.2.1	La MOAO	69
3.2.2	EAGLE : l’instrument de MOAO sur l’ELT européen.	73
3.2.3	Discussion sur les challenges de la MOAO	74
3.3	CANARY : Le démonstrateur de MOAO	79
3.3.1	Phase A	79
3.3.2	Phase B	82
3.3.3	Phase C	83
3.3.4	En quoi CANARY va t’il permettre d’aider EAGLE?	84
3.4	Le banc d’optique adaptative SESAME	86
3.4.1	SESAME dans EAGLE et CANARY	86
3.4.2	Caractéristiques du banc SESAME	86

III La commande d'un miroir déformable en boucle ouverte 89

4	L'importance d'un modèle en boucle ouverte.	91
4.1	Le modèle linéaire	94
4.2	Le modèle non-linéaire	94
4.3	Le modèle de couplage des actionneurs	94
4.4	Autres modèles	96
4.4.1	Le modèle non additif	96
4.5	Récapitulatif des modèles de contrôle d'un miroir déformable	96
4.6	Commentaires sur la spécification des miroirs déformables de EAGLE.	97
5	Tests de miroirs déformables en boucle ouverte	101
5.1	Configuration du banc SESAME pour les tests de miroirs déformables	101
5.2	Tests communs effectués.	103
5.2.1	Mesure de l'erreur de boucle ouverte.	103
5.2.2	Test de la bande passante.	104
5.3	Test du miroir déformable électrostatique <i>OKOTech</i> à 37 actionneurs	105
5.3.1	Présentation générale.	105
5.3.2	La methode de calibration par rampe.	105
5.3.3	La méthode de calibration de mesures aléatoires	108
5.3.4	Contrôle du miroir (couplage des électrodes)	110
5.3.5	Conclusion sur le pilotage en boucle ouverte du miroir OKO37	110
5.4	Test du miroir électrostatique <i>BOSTON Micromachines</i> à 140 actionneurs	111
5.4.1	Présentation	111
5.4.2	Commentaires sur la configuration de test	111
5.4.3	Course du miroir	112
5.4.4	Calibration du miroir en boucle ouverte	113
5.4.5	Test du miroir en boucle ouverte.	116
5.4.6	Mesure du couplage	119
5.4.7	Mesure de la bande passante du miroir.	122
5.4.8	Conclusion sur le pilotage en boucle ouverte du BOSTON140	122
5.5	Test du miroir déformable magnétique ALPAO à 52 actionneurs	124
5.5.1	Mesure de la linéarité	124
5.5.2	Couplage	126
5.5.3	Test du miroir en boucle ouverte	126
5.5.4	Bande passante	127
5.5.5	Conclusion sur le pilotage en boucle ouverte du miroir ALPAO52	130
5.6	Test du miroir déformable de CANARY de type piézo-électrique à 52 actionneurs	131
5.6.1	Présentation	131
5.6.2	Course du miroir	131
5.6.3	Mesure de l'hystérésis	133
5.6.4	Mesure de l'effet de creep	135

5.6.5	Méthode de calibration par sinusoides	136
5.6.6	Test du miroir de CANARY en boucle ouverte.	136
5.6.7	Conclusion sur le pilotage du miroir de CANARY en boucle ouverte.	138
5.7	Conclusion générale sur le pilotage d'un miroir déformable en boucle ouverte.	138

IV La reconstruction tomographique dans le cas boucle ouverte 141

6 Problématique 143

6.1	La tomographie en boucle ouverte	143
6.1.1	Principe de la reconstruction tomographique	143
6.1.2	Reconstruction du volume turbulent	144
6.1.3	Détermination de W_{Tomo}	145
6.1.4	Projection dans la direction d'intérêt	146
6.1.5	Détermination des tensions du miroir déformable.	146
6.2	Discussion sur le problème tomographique.	147

7 Vers un nouvelle approche de la tomographie 149

7.1	Un besoin de calibration...	149
7.1.1	Homogénéisation des mesures hors-axes	151
7.1.2	Lier les voies d'analyses et la voie scientifique.	153
7.2	Proposition de calibration d'un instrument MOAO	154
7.3	Vers une nouvelle approche de la tomographie	154
7.3.1	Expressions théoriques des matrices de covariance	157
7.3.2	Illustration des matrices de covariance	158
7.4	Exemples de procédures en boucle ouverte	165
7.4.1	L'algorithme « Learn & Apply »	165
7.4.2	Vers une variante d'un schéma classique de tomographie : « Apply Only »	169
7.4.3	Mesure du profil de turbulence à partir des données de l'instrument : « Learn Only »	170
7.5	Discussion sur la procédure Learn & Apply...	170
7.5.1	Accélérer la convergence des matrices sans ajustement de paramètres ?	171
7.5.2	Et en boucle fermée ?	172

8 Simulations avec l'algorithme Learn&Apply 175

8.1	Learn&Apply sur CANARY	175
8.1.1	Conditions atmosphériques	175
8.1.2	Configuration géométrique.	177
8.1.3	Cas de simulations étudiés	178
8.1.4	Résultats de simulation	181
8.1.5	Performance de CANARY dans le champ de correction	184

8.1.6	Discussion sur les simulations CANARY	185
V	Procédures de calibrations et validations expérimentales	189
9	Procédures de calibrations et validations expérimentales en MOAO.	191
9.1	Calibration d'un système de MOAO : application au démonstrateur CANARY	191
9.1.1	Pentes de références et matrice d'interaction dans l'axe	192
9.1.2	Mesures des aberrations non communes	192
9.1.3	Calibration des analyseurs hors-axes avec la voie centrale.	194
9.1.4	Aberrations du télescope dans le champ	195
9.2	Convergence des matrices de covariance	198
9.2.1	Procédure	198
9.2.2	Résultats sur le jeu de données d'apprentissage #1.	199
9.2.3	Résultats sur le jeu de données test #2.	200
9.3	MOAO sur SESAME : Calibration et tomographie	202
9.3.1	Calcul du reconstruteur	202
9.3.2	Loi de commande utilisée	203
9.3.3	Résultats expérimentaux	207
A	L'E-ELT	223
A.1	Présentation générale	223
A.2	Concept optique	223
A.3	Instrumentation	224
B	Structure des matrices utilisées pour le calcul du reconstruteur tomographique.	227
C	Liste de publications.	229

Introduction

Je suis au dernier étage d'une superbe résidence au bord de mer en plein été. Je regarde par delà le balcon et observe avec avidité la piscine dans la cour. Personne n'est dedans. Le constructeur a eu la drôle d'idée d'apposer le dessin d'un poisson tout blanc sur le fond de la piscine. Je vois nettement ses contours et distingue même les yeux. La surface de l'eau est lisse et la couleur azur du fond m'incite fortement à descendre. Soudain un vacancier arrive et me vole mon idée. Il plonge et l'eau se brouille instantanément. La couleur bleue uniforme de la piscine laisse maintenant place à une danse harmonieuse de filaments lumineux sur la surface de l'eau. Le poisson est devenu flou et j'ai dorénavant bien du mal à dire si c'est un requin, un dauphin ou quoi que ce soit d'autre. Finalement le vacancier sort et l'eau retrouve sa transparence et son calme. La surface redevient lisse et je revois de nouveau clairement le dessin.

Vous vous demandez sûrement pourquoi je vous raconte tout ça... En réalité j'essaye de faire passer le concept de front d'onde de la lumière qui sera utile pour la compréhension de cette thèse. Ainsi, par analogie imaginez maintenant que le fond de la piscine est le ciel, le poisson dessiné est une étoile et la surface de l'eau devient l'atmosphère terrestre. Lorsque cette dernière est particulièrement stable, les détails de l'étoile -ou tout du moins de l'objet observé- seront bien visibles, exactement comme on peut voir le dessin du poisson lorsqu'aucun nageur ne perturbe la surface de l'eau. Inversement lorsque l'atmosphère est perturbée, l'étoile se brouille et on ne distingue vaguement que les formes les plus grossières (*ie* je ne distingue que difficilement le poisson au fond de la piscine).

Il est vrai que lorsqu'on voit la surface de l'eau bouger et s'agiter fortement on intuite que la lumière provenant du dessin va être perturbée par l'eau et qu'il va être difficile d'observer des détails. L'idéal serait de pouvoir vider la piscine... ce qui est faisable... mais pour l'astronomie il est évidemment impossible d'enlever l'atmosphère...

Certes les télescopes deviennent de plus en plus grands et collectent de plus en plus de lumière dans le but de distinguer des objets encore plus faibles... mais ils voient également toujours aussi flous à cause de l'atmosphère perturbatrice. En pratique la résolution spatiale¹ atteinte (en longueur d'onde visible) par un télescope de 10 mètres de diamètre est la même que celle d'un petit télescope amateur de 10 cm dont le miroir est 100 fois plus petit !

¹La finesse de vue - capacité à voir les détails

Ainsi, dans le but d'augmenter notre capacité à voir les détails, les astronomes ont donc naturellement pensé placer des télescopes dans l'espace, Hubble étant le plus célèbre d'entre eux. Cette solution paraît très intéressante d'autant qu'aucune longueur d'onde provenant de l'objet observé n'est alors absorbée par l'atmosphère. Le problème vient plutôt de la mise en oeuvre, la logistique et surtout le coût nécessaire afin de satelliser un tel instrument.

Pour donner un ordre d'idée le télescope spatial Hubble a coûté 7 fois plus cher que de construire les 4 télescopes européens « Very Large Telescope » (VLT) au Chili. D'autres facteurs penchent contre le spatial comme le coût de l'instrument lui-même qui doit alors être certifié conforme dans des conditions extrêmes, la durée de vie des composants, la maintenance et l'évolution de l'instrument presque impossible à réaliser une fois dans l'espace.

Une solution moins coûteuse consiste à imaginer un système qui serait capable de compenser en temps réel les fluctuations des différentes couches de l'atmosphère. L'idée n'est pas neuve et remonte aux années 50. H.W Babcock (1953 [4]) est le premier avec V.P Linnick (1957 [47]) à penser que si l'image nous apparaît floue et distordue au foyer du télescope il doit exister un moyen pour la "redresser". Ainsi, connaissant la perturbation initiale, il est possible de la soustraire optiquement afin de l'annuler et retrouver l'image avant perturbation. Ce principe est la base même de ce que l'on appelle aujourd'hui *l'optique adaptative* (OA). Pour cela 2 étapes fondamentales sont nécessaires :

1. *analyser la lumière* afin de connaître la perturbation initiale à l'aide d'un analyseur de surface d'onde (ASO).
2. *annuler la perturbation* après réflexion de la lumière sur un miroir déformable (MD).

Malheureusement dans les années 50 la technologie disponible ne permettait pas de satisfaire ces 2 points fondamentaux. L'idée mettra plus de 20 ans pour être effectivement testée en laboratoire. C'est en 1977 que Hardy (Hardy *et al.* [41]) va mettre au point le premier système d'optique adaptative. On sait aujourd'hui que cette idée a été reprise pour des activités militaires notamment dans le but de focaliser de puissants lasers sur des satellites situés dans l'espace (projet « Star Wars » aux États-Unis).

Vers la fin des années 80, le développement de nouvelles technologies et notamment celle des miroirs déformables a permis l'émergence de l'optique adaptative en astronomie. Le premier système d'optique adaptative pour l'astronomie a été le projet COME-ON mis au point par l'observatoire de Paris, l'ONERA (Organisme National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales) et l'ESO (European Southern Observatory) installé en 1989 au télescope de 3.6m à La Silla au Chili (Rousset *et al.* 1990 [73], Rigaut *et al.* 1991 [64]). Ce système sera suivi de versions plus évoluées, COME-ON PLUS (Rousset *et al.* 1992 [75]) et ADONIS (Beuzit *et al.* 1993 [7]). Ces systèmes d'optique adaptative ayant prouvé leur performances ils équipent aujourd'hui tous les plus grands télescopes du monde.

Ainsi, le VLT construit dans les années 90² a lui aussi son système d'optique adaptative : NAOS (Rousset *et al.* 2002 [78]) et il devient aujourd'hui inconcevable de construire

²Le premier des 4 télescopes a été inauguré en 1998

un télescope sans un tel système. La prochaine génération de télescopes de la classe des 30-40m appelés ELT (Extremely Large Telescopes) ne dérogera pas à cette règle.

L'optique adaptative conventionnelle au sens où on la connaît aujourd'hui souffre de plusieurs défauts. Une des principales limitations de l'optique adaptative provient de la variabilité de la qualité de correction dans le champ. En effet l'optique adaptative est un système asservi sur une étoile guide. La connaissance de la turbulence atmosphérique est « parfaite » dans cette direction, qualifiée de direction d'analyse. Lorsque celle-ci ne correspond pas à la direction d'intérêt³, la correction dans cette direction ne sera que partielle. La qualité de correction va décroître d'autant plus qu'il y a décorrélation entre la direction d'analyse et d'intérêt. Cette décorrélation a pour origine les couches en altitude et est d'autant plus importante que les couches sont hautes. On parle alors de phénomène d'anisoplanétisme qui limite la taille du champ corrigé par l'OA à quelques dizaines de secondes d'arc dans l'infrarouge.

Le concept d'optique adaptative multi-conjuguée (MCAO) a ainsi pour but de dépasser cette limitation et de fournir une performance comparable à l'OA classique pour une taille de champ corrigé de l'ordre de 2 minutes d'arc. Cette technique utilise plusieurs miroirs déformables afin de corriger les couches turbulentes en altitude responsables de perte de performance dans le champ. Malgré cette énorme avancée en terme de champ corrigé, certains sujets scientifiques qui justifient la construction d'un ELT, nécessitent une correction sur un champ encore plus grand.

Les galaxies telles qu'on les observe dans l'univers local présentent des formes bien régulières, qui ont alors permis de les classer par morphologie dans la célèbre séquence de Hubble. La situation est en revanche tout autre pour des galaxies lointaines (entendons par là des galaxies ayant moins de la moitié de l'âge actuel de l'univers) qui présentent des formes beaucoup plus irrégulières. Aujourd'hui encore il est difficile d'expliquer ces différences si marquées. Il s'agit donc de mieux comprendre l'évolution des galaxies, depuis les premières formées juste après le big-bang, jusqu'à celles présentes aujourd'hui dans notre univers local. Seule une approche statistique permettra alors d'identifier les phénomènes prépondérants dans la formation de ces galaxies.

Au vu des très grands temps de pose requis (environ 8h sur un ELT) il est alors indispensable d'explorer un très grand champ ($>5'$) afin de disposer de plusieurs dizaines de galaxies lointaines par champ corrigé, et constituer au fil des observations un échantillon statistique fiable. Néanmoins au vu de la taille du champ à corriger, transporter et corriger l'intégralité du champ est techniquement difficilement envisageable en MCAO, particulièrement sur un ELT.

Afin de pallier ce problème, une solution consiste à segmenter le champ en multiplexant les zones de corrections centrées sur les objets d'intérêt (*i.e* les galaxies à observer). Grâce à cette technique connue sous le nom d'optique adaptative multi-objet ou MOAO, il est

³par exemple dans le cas où l'objet observé n'étant pas suffisamment brillant pour être utilisé comme étoile guide

envisageable de pouvoir corriger simultanément plusieurs dizaines de galaxies lointaines pour chaque pose. Cependant la MOAO doit faire face, en particulier, à deux défis majeurs.

- Le prix à payer afin de segmenter le champ est de découpler les voies d’analyses et de corrections en plaçant les analyseurs de surface d’onde *en amont* de chaque miroir déformable. Chacun des miroirs déformables effectuant la correction est alors piloté en boucle ouverte ou autrement dit : en « aveugle », contrairement au schéma de boucle fermée jusqu’ici toujours utilisé. Il s’agit donc d’un schéma d’utilisation encore inédit en OA.
- En MOAO, l’analyse de front d’onde s’effectue en utilisant plusieurs ASO pointés vers des étoiles guides déployées dans tout le champ, placées hors de l’axe d’intérêt. L’utilisation de toutes les mesures provenant de ces ASO aboutit après calcul tomographique du volume turbulent au dessus du télescope à l’estimation de la turbulence vers chacun des axes de correction. La capacité à corriger dans une direction d’intérêt particulière est, encore à ce jour, non démontrée sur le ciel.

EAGLE (Cuby *et al.* 2008 [14]) est le nom de l’instrument de MOAO qui est actuellement proposé sur le futur ELT européen⁴ par un large consortium franco-anglais composé de l’observatoire de Marseille (LAM), PI de l’instrument, l’ONERA, l’observatoire de Paris (LESIA-GEPI), l’université de Durham et le centre astronomique de Grande Bretagne (UKATC). A l’heure où j’écris ces lignes (fin 2009), EAGLE est en fin d’étude de phase A (étude préliminaire) auprès de l’ESO. La MOAO étant une technique est encore jeune elle nécessite d’être démontrée en laboratoire puis sur un télescope. Il a ainsi été décidé de construire un démonstrateur technique, connu sous le nom de CANARY (Myers *et al.* 2008 [54]), qui sera installé en 2010 sur le télescope WHT (William Herschel Telescope) aux îles Canaries.

Cette thèse s’inscrit dans le cadre de l’instrument EAGLE et plus particulièrement de son démonstrateur CANARY. Elle a pour but de démontrer la faisabilité de 2 principaux points durs de la MOAO : le pilotage du miroir déformable en boucle ouverte ainsi que la mise au point de la technique de tomographie dans le cas boucle ouverte. Plus généralement, il s’agit de mettre au point des solutions techniques dans le but d’assurer le bon fonctionnement d’un tel système. Ces techniques de calibrations ont ainsi été développées et testées sur le banc de recherche et développement en OA, SESAME, afin qu’elles puissent être applicables au démonstrateur CANARY et donc à l’instrument EAGLE.

La thèse est ainsi articulée autour de 5 parties.

La première reprend les principes généraux de l’optique adaptative classique. J’y décris les effets de la turbulence atmosphérique sur la formation des images par un télescope ainsi que les notions fondamentales de l’OA nécessaires à la compréhension de la suite de la thèse. Enfin, je m’intéresse aux limitations fondamentales de l’OA qui ont motivé ces dernières années à l’élaboration de nombreux nouveaux concepts.

La deuxième partie est consacrée à la présentation de l’optique adaptative multi-objet.

⁴European ELT ou E-ELT présenté en annexe A

Je décris le contexte scientifique et la solution technique qui est proposée. Les principales caractéristiques concernant l'OA de l'instrument EAGLE ainsi que de son démonstrateur CANARY sont également présentées.

La troisième partie traite du problème du pilotage d'un miroir déformable en boucle ouverte. Je présente de nouvelles techniques de calibrations qui ont été mises au point au cours de la thèse ainsi que les tests effectués en boucle ouverte sur différentes technologies de miroirs déformables qui sont susceptibles d'être utilisées dans EAGLE.

La quatrième partie est dédiée à la présentation d'un nouvel algorithme de tomographie adapté à la boucle ouverte que j'ai développé et mis au point dans le cadre de cette thèse. Cet algorithme dont l'approche est originale permet de mesurer tous les paramètres nécessaires à la résolution du problème tomographique à partir des mesures fournies par l'instrument. Je présente les résultats de simulations effectués à l'aide de cet algorithme dans le but d'estimer les performances de CANARY.

La cinquième et dernière partie sera consacrée à la proposition de schémas de calibrations d'un instrument de type MOAO ainsi qu'aux résultats expérimentaux obtenus sur le banc SESAME.

Je rajouterai enfin que les "OA experts" peuvent directement passer à la partie 3...

Première partie

Principes généraux de l'optique adaptative

Chapitre 1

Formation d'images et turbulence atmosphérique

Avant de décrire comment fonctionne un système d'optique adaptative, je vais d'abord exposer (très) brièvement les principes de base de la formation d'images dans un système optique et plus particulièrement, puisque c'est ce qui nous intéresse dans cette thèse, avec un télescope. Je m'intéresserai dans un deuxième temps à décrire les propriétés de l'élément perturbateur de formation des images : l'atmosphère. Enfin, dans un troisième temps, j'exposerai quelles sont les conséquences de la perturbation atmosphérique sur les images obtenues.

1.1 La lumière : l'information des astronomes

Malgré l'utilité de l'atmosphère pour nous, êtres vivants, les astronomes aimeraient bien être capables de la supprimer, si possible définitivement, ou tout du moins temporairement, lors de leurs observations astronomiques. Mais pourquoi ont-ils cette envie aussi incongrue ?

Pour le comprendre, intéressons-nous à l'image formée par un télescope d'une source ponctuelle, c'est à dire : *de taille infiniment petite et placée infiniment loin*. Aussi surprenant que cela puisse paraître au premier abord, l'image formée de cette étoile par le télescope (ou tout autre système optique d'ailleurs) n'est pas un point mais bel et bien une tache. Même un télescope parfait avec la meilleure optique du monde fournira toujours une image ayant l'aspect d'une sorte de tache ronde (si le miroir primaire du télescope est rond) suivie de cercles concentriques.

Ce phénomène provient de la nature ondulatoire de la lumière. On peut ainsi assimiler la lumière à une onde qui se propage dans l'espace. Sans rentrer dans les calculs, on peut faire l'analogie avec une pierre qui tombe dans un bassin d'eau (figure 1.1). Il en résulte une vague ou onde qui va se propager de manière concentrique autour du point de chute. On remarque que proche du point de chute, la forme de l'onde - *on parle alors de surface d'onde ou front d'onde* - est circulaire (cercle bleu à gauche de la figure 1.1) puis, en s'éloignant petit à petit le diamètre du cercle augmente, rendant localement la surface de plus en plus

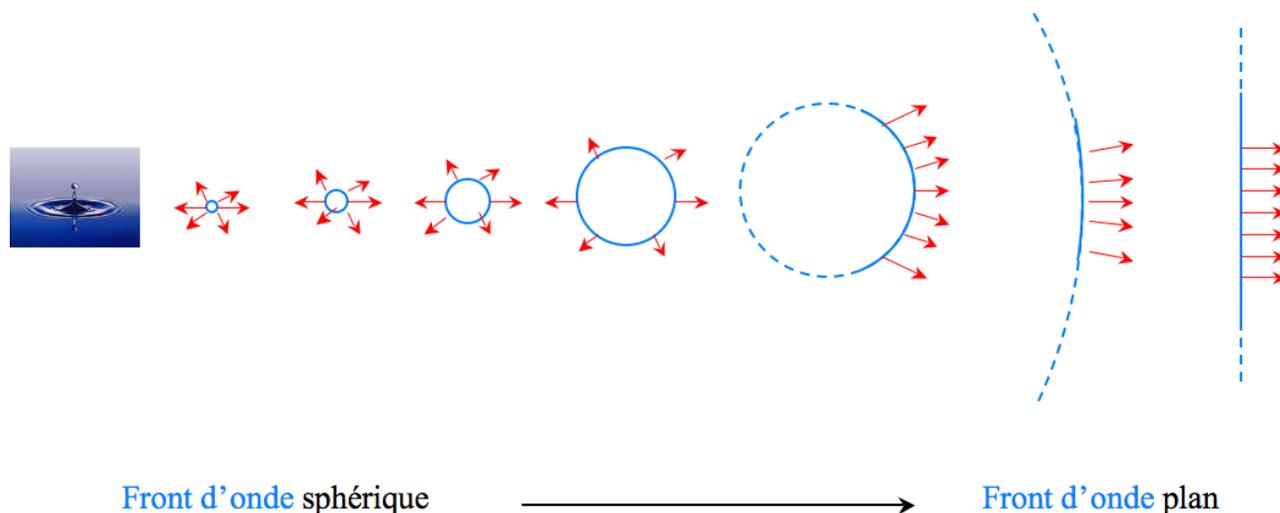


FIG. 1.1 – Concept de Front d'onde de la lumière - Analogie avec la propagation d'une vague dans l'espace à partir d'une goutte d'eau

plane. En se plaçant ainsi à une distance très grande du point source, on peut alors négliger la courbure de l'onde : l'onde résultante va devenir plane localement (à droite de la figure 1.1).

On peut ainsi décrire la lumière comme une onde se propageant dans l'espace. La propagation de la lumière issue d'une étoile suit le même principe que la vague dans l'eau. Dans le cas d'une étoile observée par un télescope, celle-ci est émise à une distance très lointaine du télescope qui observe alors la lumière dont le front d'onde est plan (figure 1.2). La distance entre deux pics de l'onde définissant sa longueur d'onde est notée λ .

1.2 Formation d'images

1.2.1 La diffraction

La lumière émise par l'étoile se propage librement dans l'espace. On peut écrire l'onde électromagnétique par :

$$\psi(r) = A(r)e^{i\phi(r)} \quad (1.1)$$

où $A(r)$ représente l'amplitude de l'onde et $\phi(r)$, sa phase.

La lumière est ensuite interceptée par le miroir primaire du télescope. En général celui-ci définit la pupille du système optique mais ce n'est pas un cas général. On peut définir la Fonction d'Étalement de Point, notée FEP,¹ d'un système optique comme étant le module

¹ou *Point Spread Function*, notée PSF en anglais

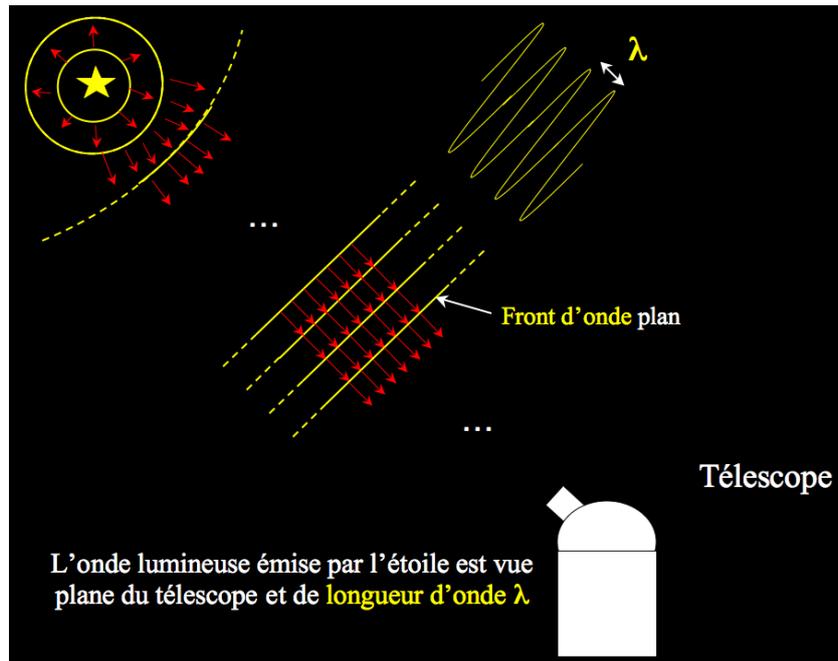


FIG. 1.2 – La surface de l'onde lumineuse observée par le télescope est plane car l'étoile émettrice est placée à l'infini.

carré de la transformée de Fourier de l'onde électromagnétique $\psi(r)$ et s'écrit donc :

$$PSF(\rho) = \| TF(P(r)\psi(r)) \|^2 \quad (1.2)$$

avec ρ la variable du plan focal et r la variable du plan pupille. La fonction pupille $P(r)$ définit la pupille d'entrée du télescope (généralement circulaire et de diamètre D) et est généralement composée d'une obstruction centrale de diamètre C . Elle peut s'écrire comme :

$$P(r) = \begin{cases} 1 & \text{si } |r| \in [C/2, D/2] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.3)$$

En l'absence de turbulence, la phase incidente à travers la pupille est nulle ($\phi(r) = 0$). La PSF d'un télescope produit alors une figure de diffraction plus connue sous le nom de tache d'Airy de largeur à mi-hauteur $\approx \lambda/D$ et dont le premier zéro se trouve à $1.22\lambda/D$. Une illustration de la tache d'Airy est proposée en figure 1.3 ainsi qu'une coupe de la tache en figure 1.4.

La largeur à mi-hauteur de la tache d'Airy (λ/D) caractérise la *résolution spatiale du télescope* ou, dit autrement, sa limite intrinsèque de finesse de vue. On parle également de *limite de diffraction*. A longueur d'onde λ constante, l'augmentation du diamètre du télescope D implique que le plus petit angle observable λ/D diminue. On aperçoit alors des détails de plus en plus petits : la finesse de vue augmente. De la même façon, lorsque

la longueur d'onde d'observation λ augmente, la limite de diffraction devient plus « facile » à atteindre pour un diamètre de télescope D donné.

Exemples :

- Un télescope observant dans l'infrarouge en bande visible ($\lambda = 0.5\mu\text{m}$) et de diamètre $D = 1\text{m}$ a pour limite de résolution un angle de $0.103''$.
- Un télescope de diamètre $D = 8\text{m}$ observant également dans le visible a pour limite de résolution un angle de $0.012''$.
- Enfin, un télescope de diamètre $D = 8\text{m}$ observant dans l'infrarouge en bande K ($\lambda = 2.2\mu\text{m}$) a pour limite de résolution un angle de $0.056''$.

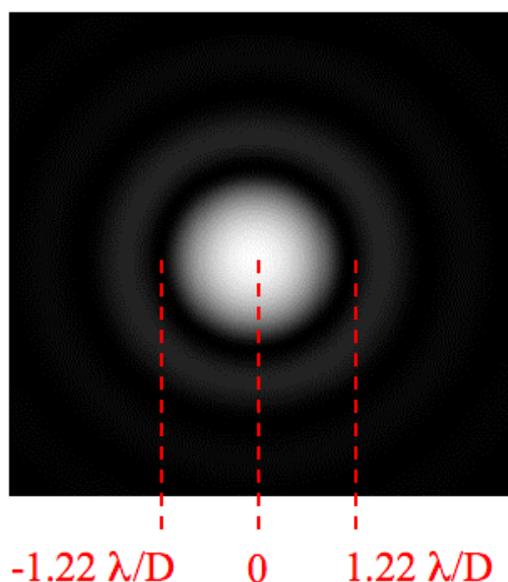


FIG. 1.3 – *Figure de diffraction d'une ouverture circulaire : la tache d'Airy. Le premier zéro de la tache est à $1.22\lambda/D$*

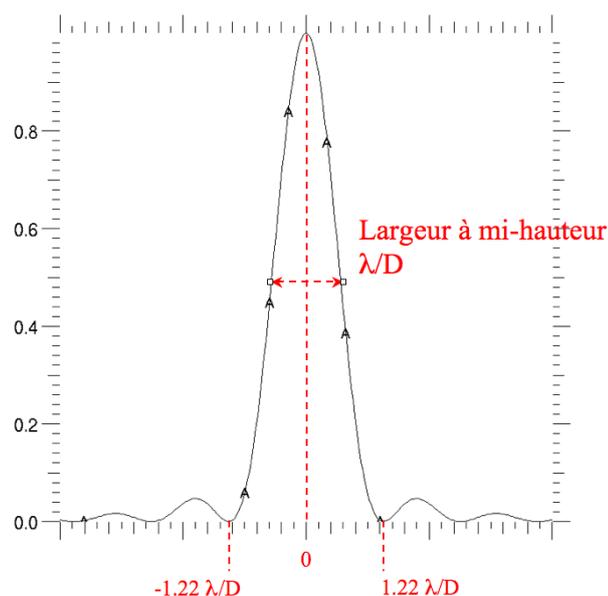


FIG. 1.4 – *Profil de la tache d'Airy. La largeur à mi-hauteur est de $\approx \lambda/D$*

On peut également remarquer que la forme de la PSF varie suivant la fonction pupille $P(r)$. On parle d'une tache d'Airy lorsque celle-ci est circulaire mais peut prendre des formes différentes si la pupille n'est pas ronde. A titre d'illustration, la figure 1.5 montre la PSF du télescope américain Keck, dont la pupille est de forme hexagonale.

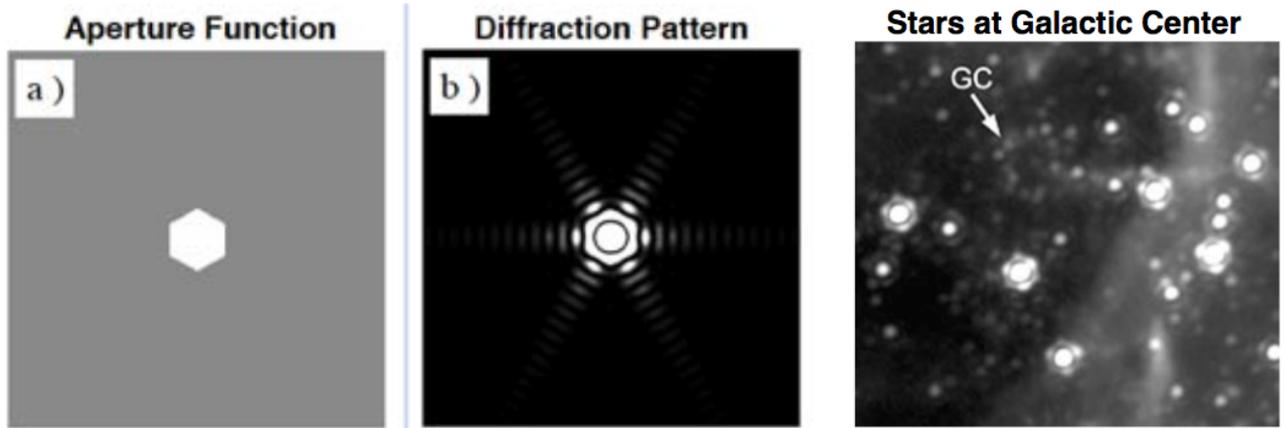


FIG. 1.5 – a) La fonction pupille $P(r)$ du miroir primaire du Keck n'est pas un cercle mais un hexagone. b) Tache de diffraction d'une ouverture hexagonale. c) Champ d'étoiles après correction par le système d'optique adaptative : les étoiles sont en forme d'hexagone ! Crédit : Keck Observatory.

1.2.2 Relations entre le plan pupille, la PSF et FTO

On peut déterminer la Fonction de Transfert Optique (FTO)² du système optique en calculant la transformée de Fourier de la PSF. D'après le théorème de Wiener-Khintchine, elle est également calculable par l'auto-corrélation de la pupille d'entrée. Une coupe de la FTO sans turbulence prend alors la forme caractéristique de « chapeau chinois » dont la fréquence de coupure (spatiale) accessible par le télescope est de D/λ . La FTO peut alors s'interpréter comme un filtre passe-bas qui ne fait passer que les fréquences spatiales inférieures à D/λ . Ainsi, plus D augmente, plus les fréquences spatiales élevées (détails) sont accessibles par le télescope. La figure 1.6 résume les relations liant le plan pupille, la PSF et la FTO illustrées dans un cas sans turbulence ($\phi(r) = 0$).

La connaissance de la PSF lors de l'observation est très importante. En effet, l'image $I(\rho)$ fournie par le télescope est le produit de convolution de l'objet réel observé $O(\rho)$, par la réponse impulsionnelle $PSF(\rho)$ de l'instrument :

$$I(\rho) = O(\rho) \otimes PSF(\rho) \quad (1.4)$$

Sous certaines conditions, il est possible de remonter par déconvolution, à l'image réelle $O(\rho)$ de l'objet observé à partir de la PSF de l'instrument. Dans le cas d'un système utilisant l'optique adaptative, la PSF peut varier. Afin de déconvoluer les images brutes $I(\rho)$, il faut alors connaître la PSF réelle fournie par l'instrument au moment de l'observation. On parle alors de techniques de reconstruction de PSF ou de restauration d'image (Veran 1997 [92], Jolissaint 2004 [44], Clénet 2006 [11]).

²Optical Transfert Function OTF en anglais

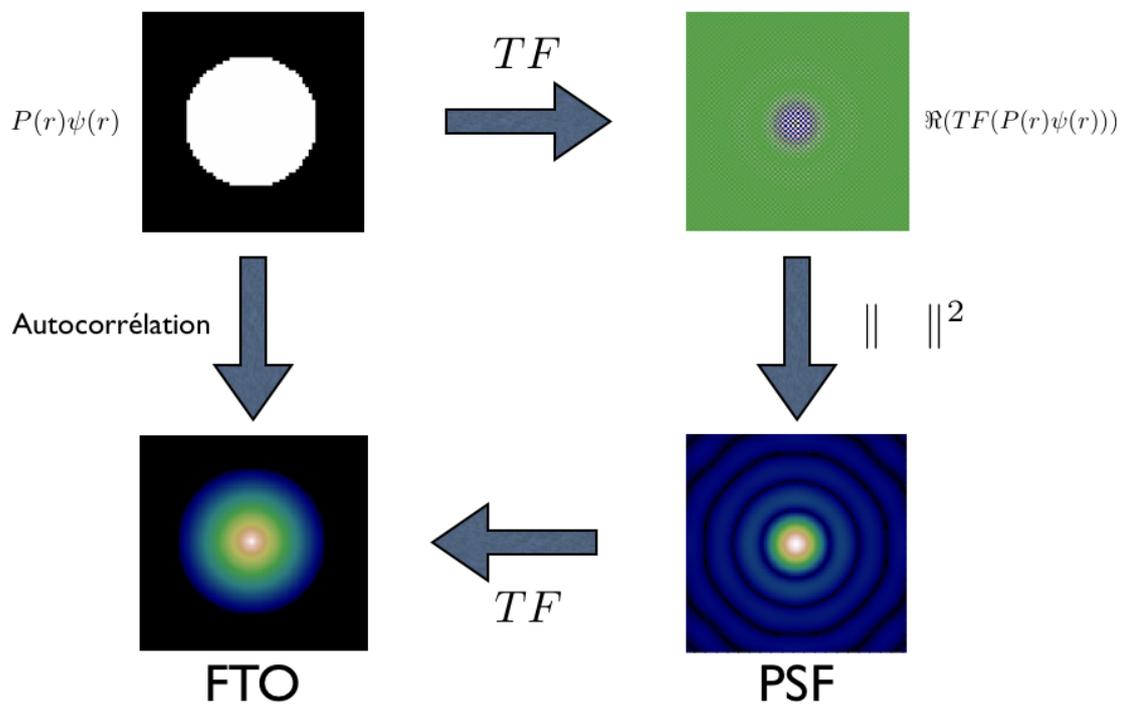


FIG. 1.6 – Relations liant le plan pupille, la PSF et la FTO. Dans cet exemple, la phase dans la pupille est nulle $\phi(r) = 0$ correspondant au cas sans turbulence.

1.3 Propriétés et effets de la turbulence atmosphérique

1.3.1 Origine

La turbulence atmosphérique a pour origine *les fluctuations de température composant l'atmosphère* ayant pour effet de changer l'indice de réfraction. La lumière est alors réfractée au niveau de l'interface entre 2 couches d'atmosphère ayant des températures différentes. Kolmogorov (1941 [45]) a développé un modèle statistique sur la turbulence qui sert aujourd'hui encore de référence en optique adaptative.

1.3.2 Échelles externes et internes de la turbulence L_0 et l_0

Le phénomène de la turbulence atmosphérique peut être résumé par la figure 1.7. L'énergie apportée par le Soleil réchauffe les couches de l'atmosphère qui libèrent cette énergie sous forme de cellules de convection de tailles différentes. Kolmogorov propose l'hypothèse que l'énergie apportée au système atmosphérique s'effectue à de larges tailles de cellules qui définissent l'échelle externe L_0 . Celles-ci se fractionnent ensuite en cascade en cellules de plus en plus petites jusqu'à l'échelle interne l_0 . L'intervalle entre l'échelle externe L_0 et l'échelle interne l_0 est communément appelé domaine inertiel. Lorsque les cellules atteignent des tailles proches de l_0 celles-ci se dissipent alors par viscosité. La taille typique des cellules de convection varie de quelques dizaines de mètres (L_0) à quelques millimètres (l_0).

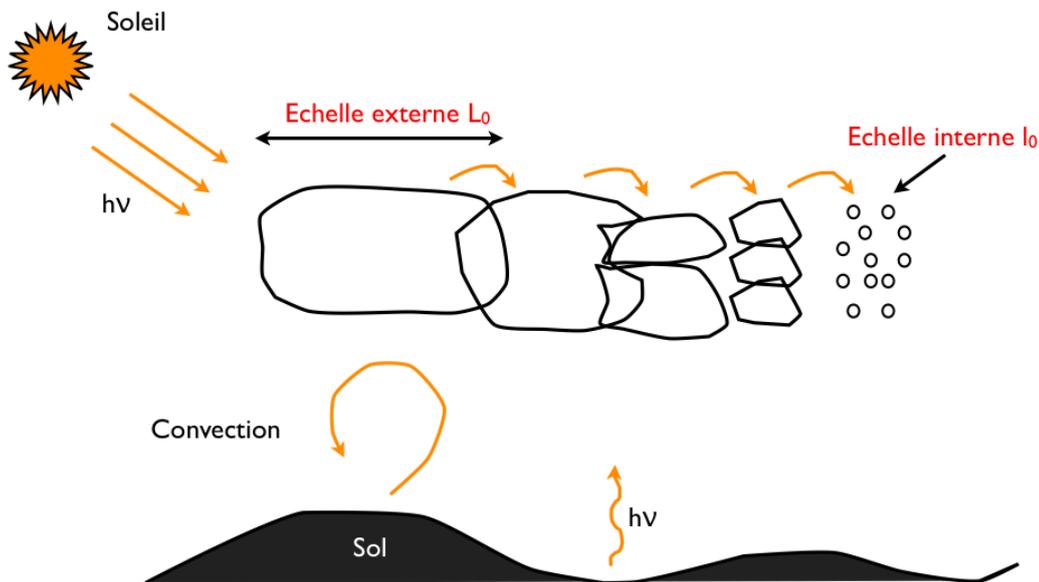


FIG. 1.7 – *Turbulence atmosphérique telle que décrite par Kolmogorov*

1.3.3 Fluctuations d'indices de réfraction

Je vais m'intéresser dans cette section aux fluctuations de l'indice de réfraction de l'atmosphère.

On note $\Delta_n(r, h)$ les fluctuations d'indices de réfraction $n(r, z)$ dans une couche à l'altitude h et d'épaisseur $\delta h \ll h$ par :

$$\Delta_n(r, h) = \int_h^{h+\delta h} n(r, z) dz \quad (1.5)$$

On peut caractériser les fluctuations spatiales de l'indice de réfraction par leur *fonction de structure* définie comme étant la variance de la différence des fluctuations d'indice entre 2 points distants de ρ :

$$D_{\Delta_n(\rho, h)} = \langle (\Delta_n(r, h) - \Delta_n(r + \rho, h))^2 \rangle \quad (1.6)$$

avec $\langle \rangle$ qui désigne une moyenne statistique.

On peut alors montrer (Obukhov 1949 [59]) que pour ρ compris entre l_0 et L_0 (domaine inertiel), la fonction de structure de l'indice de réfraction s'écrit par :

$$D_{\Delta_n(\rho, h)} = C_n^2(h) \rho^{2/3} \quad (1.7)$$

où $C_n^2(h)$ est appelé *constante de structure de l'indice de réfraction* et caractérise la force de la turbulence à l'altitude h .

On peut calculer la Densité Spectrale de Puissance (DSP) de $D_{\Delta_n(\rho, h)}$ en calculant sa transformée de Fourier. On obtient alors le spectre de Kolmogorov des variations d'indice de réfraction décrit par :

$$W_{D_{\Delta_n(\rho, h)}}^{Kolmogorov}(f) = 0.033(2\pi)^{-2/3} C_n^2(h) f^{-11/3} \quad (1.8)$$

Notons ici que cette formule n'est pas physique car elle diverge à la fréquence nulle. En pratique elle reste valable dans le domaine : $f \in [1/L_0, 1/l_0]$.

Von Karman a proposé un spectre pour tout f :

$$W_{D_{\Delta_n(\rho, h)}}^{VonKarman}(f) = 0.033(2\pi)^{-2/3} C_n^2(h) \left(\frac{1}{L_0^2} + f^2 \right)^{-11/6} e^{(-fl_0)^2} \quad (1.9)$$

Ce spectre a l'avantage de proposer une énergie finie pour tout le spectre de fréquences et retrouve bien le spectre de Kolmogorov pour $f \in [1/L_0, 1/l_0]$.

1.3.4 Fluctuations de la phase turbulente

Lorsque l'onde plane traverse la turbulence, sa phase $\phi(r)$ mais aussi son amplitude $A(r)$ sont modifiées. Cependant, dans le cas de l'hypothèse de champ proche, on suppose que la modification de l'amplitude de l'onde reste négligeable (Roddiier 1981 [70]) et que

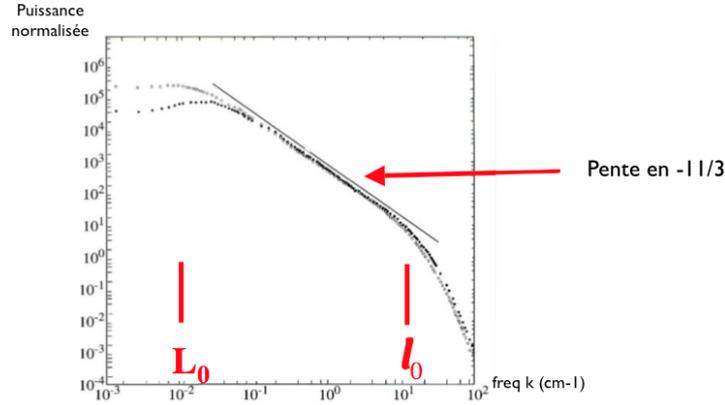


FIG. 1.8 – Spectre de puissance de Kolmogorov. La turbulence suit une pente en $-11/3$

seule la modification de la phase intervient dans la dégradation des images par la turbulence. On peut alors écrire la propagation à travers la turbulence comme la sommation des perturbations du front d'onde sur les différentes couches :

$$\phi_{Turbu}(r) = \sum_i \varphi_{turbu}(r, h_i) \quad (1.10)$$

avec comme notations ϕ la phase dans la pupille et φ la phase dans le volume de turbulence à chaque altitude h_i .

On relie les variations de la phase turbulente et du chemin optique par :

$$\phi_{turbu}(r, h) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta(r, h) \quad (1.11)$$

De l'équation 1.7 on en déduit alors *la fonction de structure de phase* (Tatarski 1961 [88]) :

$$D_\phi(\rho, h) = \langle (\phi(r, h) - \phi(r + \rho, h))^2 \rangle \quad (1.12)$$

$$= 2.91 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 C_n^2(h) \delta h \rho^{5/3} \quad (1.13)$$

avec δh l'épaisseur de la couche considérée. En sommant sur toutes les couches on obtient :

$$D_{\phi_{Turbu}(\rho)} = 6.88 \left(\frac{|\rho|}{r_0} \right)^{5/3} \quad (1.14)$$

Le spectre de puissance de Kolmogorov des fluctuations de phase devient alors :

$$W_{D_{\phi_{Turbu}(\rho)}}^{Kolmogorov}(f) = 0.023 \left(\frac{1}{r_0^{5/3}} \right) f^{-11/3} \quad (1.15)$$

Le spectre de puissance des fluctuations de phase de VonKarman, défini sur tout f , est donné par :

$$W_{D_{\phi_{Turbu}(\rho)}}^{VonKarman}(f) = 0.023 \left(\frac{1}{r_0^{5/3}} \right) \left(f^2 + \frac{1}{L_0} \right)^{-11/6} \quad (1.16)$$

1.3.5 Le paramètre de Fried r_0

Le paramètre de Fried (Fried 1966 [22]), noté r_0 , peut s'interpréter comme le diamètre d'un télescope équivalent qui aurait la même résolution qu'un télescope de diamètre infini *mais* limité par la turbulence. La taille typique du paramètre de Fried est de l'ordre de la dizaine de centimètres dans le visible. En d'autres termes, lorsque le diamètre du télescope $D > r_0$ alors celui-ci n'est plus limité par la diffraction (λ/D) mais par la turbulence et possède une résolution donnée par λ/r_0 .

Fried a démontré que si on considère une statistique de Kolmogorov et une onde plane traversant les différentes couches de la turbulence dans une direction donnée alors on peut écrire le paramètre de Fried, r_0 , par :

$$r_0 = \left(0.42 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{\cos\gamma} \int_0^\infty C_n^2(h) dh \right)^{-5/3} \quad (1.17)$$

où γ est l'angle zénithal.

On remarque la dépendance du paramètre de Fried $r_0 \propto \lambda^{6/5}$. Le paramètre de Fried diminue quand la turbulence devient plus forte et augmente pour des longueurs d'ondes plus grandes, expliquant ainsi pourquoi il est plus facile d'effectuer une correction en infrarouge qu'en lumière visible.

Généralement, r_0 est défini à une longueur d'onde donnée λ_1 . On calcule ensuite le r_0 équivalent à la longueur d'onde souhaitée λ_2 en utilisant la dépendance en $\lambda^{6/5}$:

$$r_0(\lambda_2) = r_0(\lambda_1) \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^{6/5} \quad (1.18)$$

Exemple :

En prenant $r_0(\lambda_1) = 10\text{cm}$ dans le visible ($\lambda_1 = 500\text{nm}$) équivaut à $r_0(\lambda_2) = 55\text{cm}$ en bande K ($\lambda_2 = 2.2\mu\text{m}$).

1.3.6 Le rapport D/r_0

En optique adaptative on utilise régulièrement le rapport D/r_0 pour caractériser la force de la turbulence. En pratique lorsque la résolution du télescope est limitée par la turbulence, r_0 va dimensionner le système d'optique adaptative (cf section 2.7.2). Celui-ci permet de définir le nombre de sous-pupilles de l'analyseur de surface d'onde et d'actuateurs du miroir déformable en divisant le miroir primaire du télescope en segments de taille r_0 (figure 1.9).

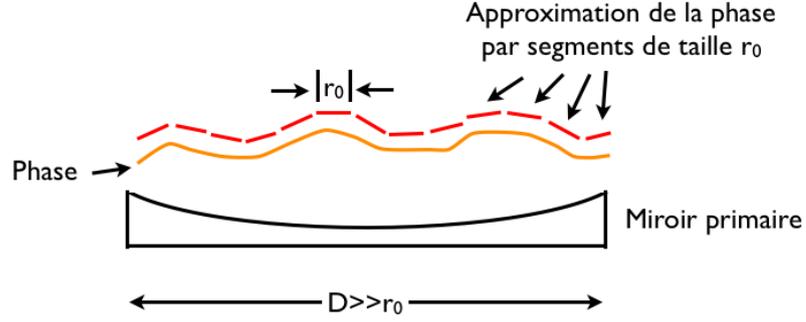


FIG. 1.9 – Décomposition de la phase turbulente par le miroir déformable en segments de taille r_0 .

Exemple :

Sur un télescope de $D = 8\text{m}$, avec un $r_0 = 55\text{cm}$ en K ($2.2\mu\text{m}$), il faut un miroir déformable de 14×14 actionneurs pour placer un actionneur tous les r_0 .

Il est intéressant de noter que dans le cas des futurs ELT (Extremely Large Telescope), en prenant un diamètre $D=42\text{m}$ et $r_0 = 50\text{cm}$, il faut un miroir déformable de 84×84 actionneurs.

1.3.7 Propriétés temporelles

Dans l'atmosphère, on peut considérer que le déplacement uniforme de la couche atmosphérique à la vitesse V domine par rapport à son évolution propre (on parle alors de « Frozen Flow » en anglais). On peut alors appliquer l'hypothèse de Taylor (Taylor 1938 [89]). Fried (Fried 1990 [24]) définit le temps de cohérence τ_0 comme le temps pour lequel le vent reste figé à travers une sous-pupille de taille r_0 .

Dans le cas d'une turbulence définie par le profil de $C_n^2(h)$, on utilise la vitesse moyenne \bar{V} qui est pondérée par l'importance relative de chaque couche. Le temps de cohérence τ_0 est alors défini par :

$$\tau_0 \approx 0.314 \frac{r_0}{\bar{V}} \quad (1.19)$$

avec \bar{V} défini par :

$$\bar{V} = \frac{\int v(z)^{5/3} C_n^2(z) dz}{\int C_n^2(z) dz} \quad (1.20)$$

Exemple :

Les paramètres typiques $\lambda = 0.5\mu\text{m}$, $r_0 = 10\text{cm}$, $V = 10\text{m/s}$ (cas d'une seule couche) donnent un temps de cohérence $\tau_0 = 3.14\text{ms}$.

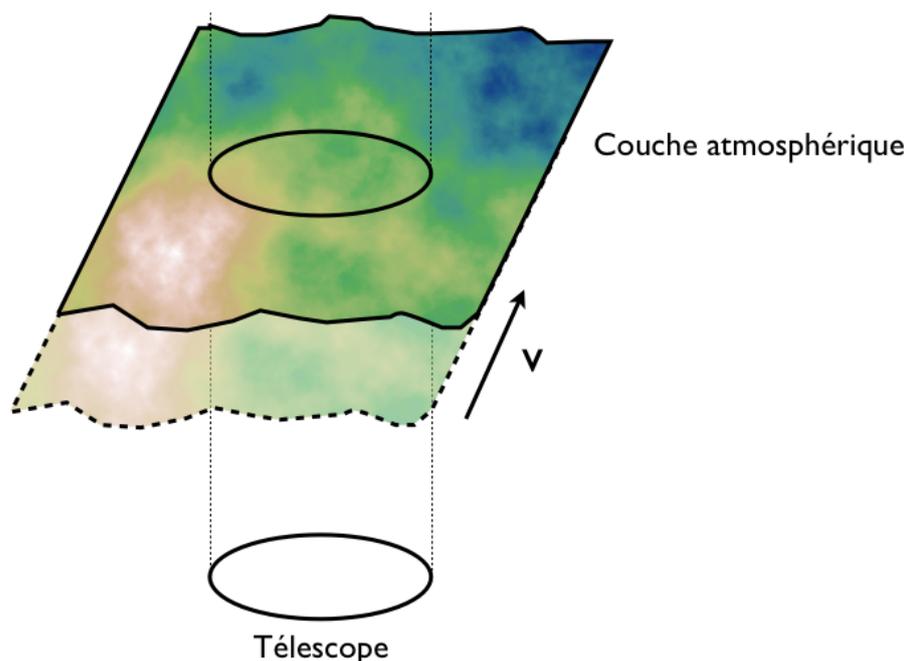


FIG. 1.10 – Schéma d'une couche turbulente « figée » et se déplaçant à la vitesse v au dessus du télescope.

1.3.8 Répartition en altitude

Le profil de $C_n^2(h)$ caractérise la distribution de la force de la turbulence en altitude. Typiquement le volume de turbulence atmosphérique qui a un effet notable sur la propagation de la lumière est compris entre 0 et 20km d'altitude. Au delà, la perturbation devient négligeable. La figure 1.11 illustre un profil typique de turbulence en fonction de l'altitude et du temps. La majeure partie de la turbulence est généralement concentrée dans la couche proche du sol (<200m) (Wilson *et al.* 2009 [93]). D'autres couches turbulentes, de contribution plus faibles, sont ensuite réparties jusqu'à des altitudes pouvant atteindre 20km. On peut alors faire l'hypothèse que l'atmosphère est constituée de couches turbulentes discrètes et indépendantes qui se comportent comme des écrans de phase en translation. On peut enfin noter que le profil de turbulence évolue au cours du temps, l'ordre de grandeur étant de plusieurs dizaines de minutes.

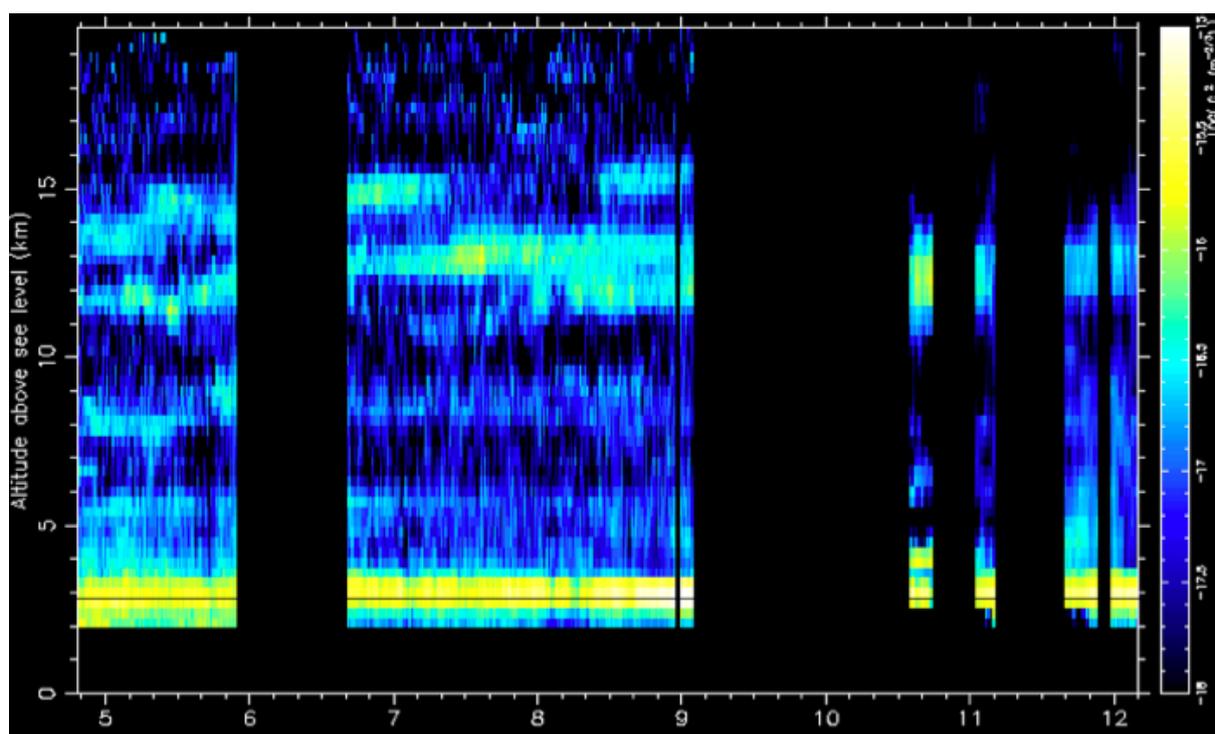


FIG. 1.11 – Exemple d'évolution au cours du temps du profil de turbulence $C_n^2(h)$ enregistré à l'observatoire San Pedro Mártir (Mexique). La couche au sol ($h < 500\text{m}$) est la plus turbulente (jaune). On retrouve ensuite des couches turbulentes plus faibles à 5, 7, 12 et 14km d'altitude. Crédit : Avila et al. 1998 [3]

1.4 Influence de la turbulence sur les images

La turbulence a pour effet de limiter la résolution spatiale d'un télescope de diamètre $D > r_0$. La figure 1.12 illustre l'effet de la turbulence sur des images courtes poses (en haut à gauche). Lorsque le temps de pose est inférieur au temps de cohérence de la turbulence, l'image présente des tavelures³ dont la taille caractéristique à mi-hauteur est λ/D . Ces tavelures sont le résultat d'interférences constructives et destructives de la phase dans le plan image (Roddier 1981 [70]). Elles sont environ en nombre $\left(\frac{D}{r_0}\right)^2$ et se répartissent dans un domaine de diamètre de l'ordre de λ/r_0 . Lorsque le temps de pose devient très grand devant le temps de cohérence de la turbulence, l'image résultante moyenne l'apparition des tavelures dans un domaine de taille λ/r_0 (en haut à droite sur la figure 1.12). On parle alors de tache de seeing.

On définit le seeing par la largeur à mi-hauteur de la tache longue pose d'un télescope de diamètre $D = \infty$:

$$seeing(rad) \approx \lambda/r_0 \quad (1.21)$$

Le seeing est probablement la grandeur la plus utilisée pour caractériser la force de la turbulence. En se rappelant la dépendance de r_0 en $\lambda^{6/5}$, on note que le seeing n'est en revanche que peu chromatique avec une dépendance en $\lambda^{-1/5}$.

Exemple :

Une turbulence avec $r_0 = 10\text{cm}$ à $\lambda = 0.5\mu\text{m}$ donne un seeing typique de 1".

Un télescope de diamètre $D = 10\text{m} \gg r_0$ non équipé d'un système d'optique adaptative (donc limité par le seeing) délivre des images dont la résolution spatiale est de 1", à comparer avec sa résolution théorique $\lambda/D = 0.010''$, soit une différence d'un facteur 100! De plus, ce gain en résolution spatiale mène également à un important gain en contraste. On comprend alors tout l'intérêt de disposer d'un système d'optique adaptative sur un télescope limité par la turbulence.

³ou speckles en anglais

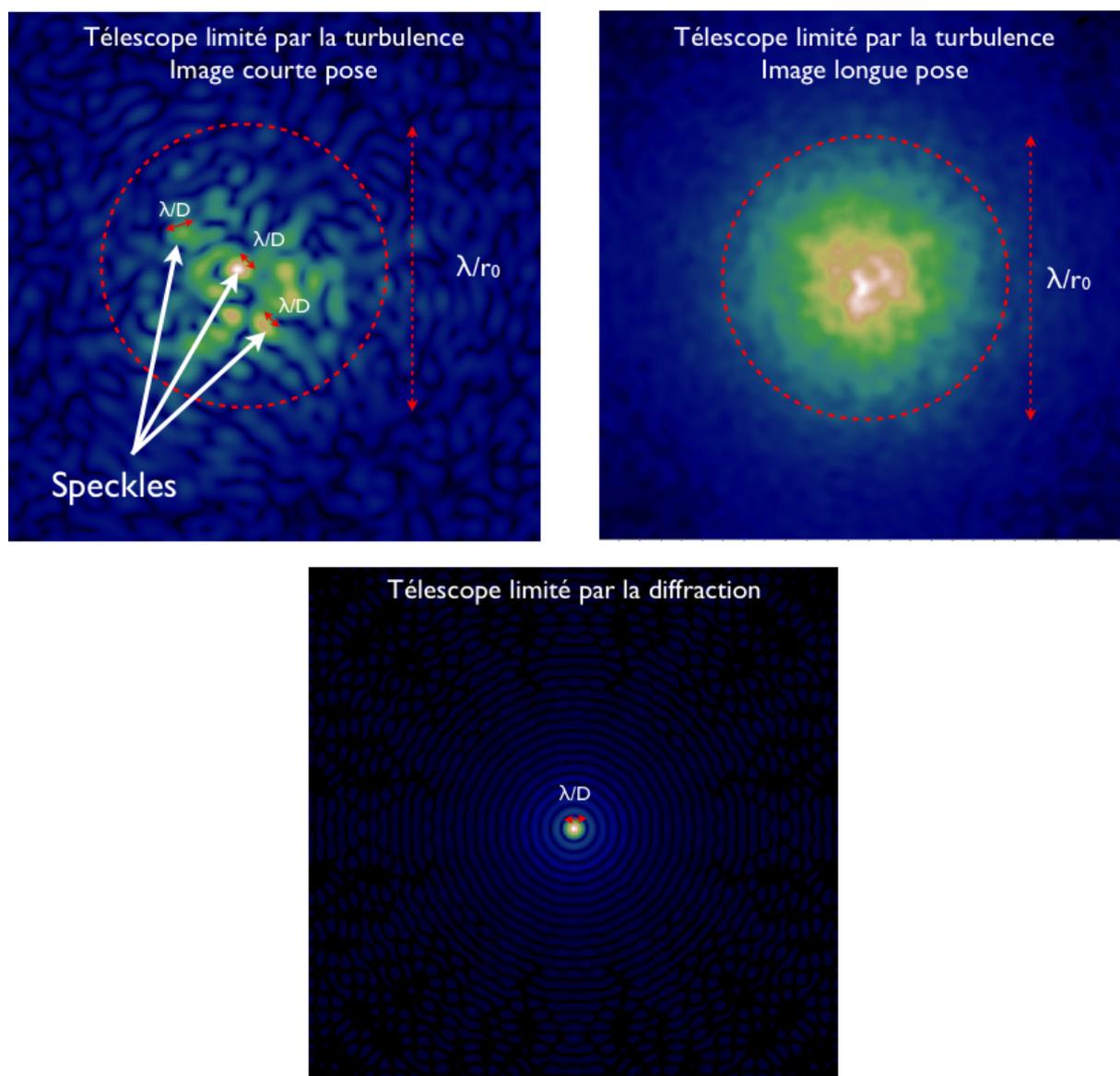


FIG. 1.12 – Influence de l'atmosphère sur les images. Il y a apparition de speckles (ou tavelures) de largeur à mi-hauteur caractéristique λ/D sur les images courtes poses (en haut à gauche) qui sont moyennés sur les images longues poses (en haut à droite) formant la tache de seeing de largeur à mi-hauteur λ/r_0 . Lorsque le système est limité par la diffraction, l'image fournie est une tache d'Airy (en bas) de largeur à mi-hauteur λ/D .

Chapitre 2

L'optique adaptative

Je présente dans ce chapitre les principes généraux d'un système d'optique adaptative : l'analyse de surface d'onde et le principe de la correction de l'onde turbulente à l'aide d'un miroir déformable. Je m'intéresse ensuite à la loi de commande en optique adaptative ainsi que ses limitations. Enfin, je parle des (nombreux) nouveaux concepts d'OA qui ont émergé ces dernières années ayant pour but de dépasser ces limitations.

2.1 Principe général

Nous venons de voir dans le chapitre précédent que l'atmosphère avait pour effet de dégrader la résolution des images fournies par un télescope. Celui-ci n'est plus alors limité par la diffraction mais par le seeing et donc, par la force de la turbulence. Le but de l'optique adaptative est de permettre au télescope de former des images dont la résolution spatiale redevient limitée par la diffraction. Le principe général d'une optique adaptative est illustré en figure 2.1. L'optique adaptative est un système asservi sur une source lumineuse (ponctuelle ou non) et fonctionne en 2 étapes principales.

La première consiste à analyser la forme de l'onde incidente en prélevant une partie de la lumière par l'intermédiaire d'une lame séparatrice, vers un analyseur de surface d'onde (ASO). L'autre partie de cette onde est envoyée vers la voie scientifique qui est, en général, composée d'une caméra haute résolution spatiale ou d'un spectrographe.

La deuxième étape, de correction, consiste à "redresser" le front d'onde perturbé. On utilise alors un miroir déformable (MD) qui va compenser le retard de chemin optique de l'onde incidente dans le but de former, après réflexion, une onde plane.

Diverses lois de commande existent pour piloter le système d'OA et éviter que la boucle d'asservissement ne diverge. La plus classique consiste à utiliser un gain sur les mesures de l'ASO (cf section 2.4). En pratique, un ordinateur calcule en temps réel¹ la commande adéquate à envoyer au miroir déformable à partir des mesures de l'analyseur de surface d'onde et de tous les paramètres de la configuration du système.

¹souvent noté RTC pour Real Time Computer

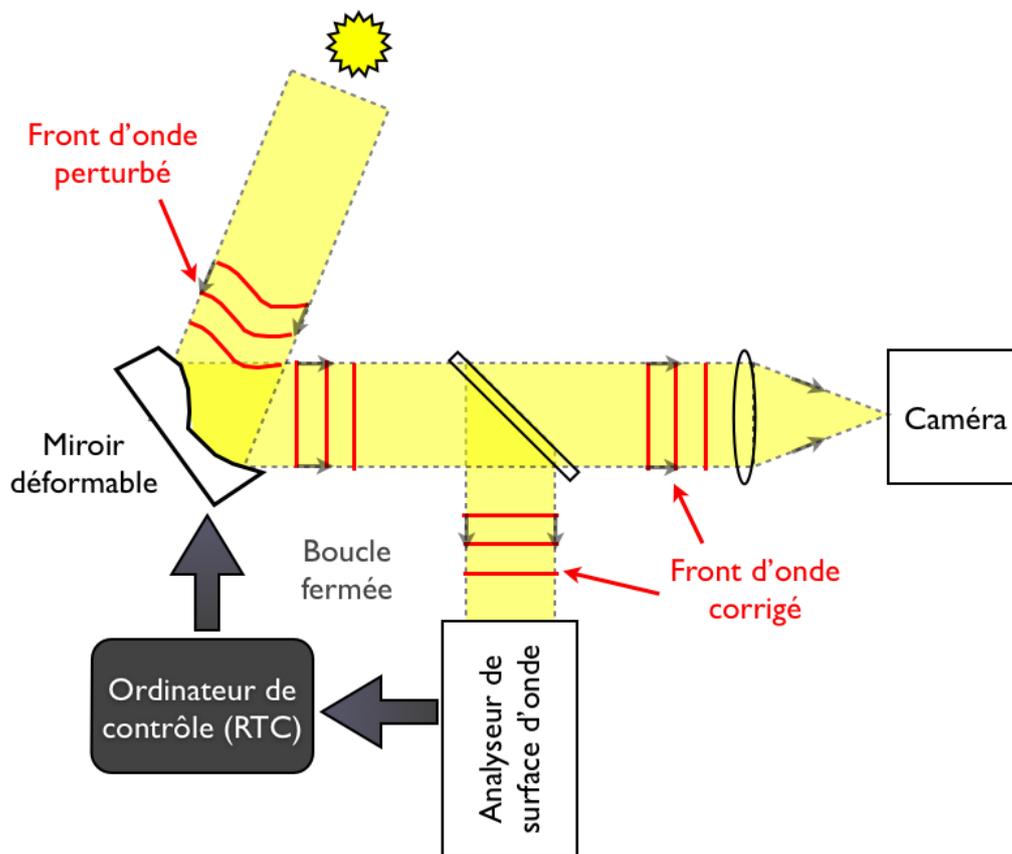


FIG. 2.1 – Schéma de principe de l'optique adaptative

Notons la position de l'analyseur de surface d'onde sur la figure 2.1. Celui-ci est placé *en aval* du miroir déformable en suivant le sens de propagation de la lumière. On dit alors que le système est en *boucle fermée*. Cette caractéristique très importante permet à l'analyseur de surface d'onde de "surveiller" le miroir déformable à chaque itération de la boucle.

Ainsi en boucle fermée, après la première correction, l'analyseur de surface d'onde va mesurer la perturbation induite par l'atmosphère à laquelle *on soustrait optiquement* la forme du miroir déformable. Dès la deuxième itération (dans le cas d'un gain de boucle non nul), l'analyseur de surface d'onde mesure alors le résidu non corrigé de la turbulence par le miroir déformable.

A l'inverse, on parle de *boucle ouverte* lorsque l'analyseur de surface d'onde est placé *en amont* du miroir déformable. Dans ce cas, la boucle d'optique adaptative peut fonctionner mais l'analyseur de surface d'onde n'a pas de retour sur la forme réelle du miroir déformable : le pilotage se fait en aveugle, en espérant que le miroir déformable effectue bien ce qu'on croit lui avoir demandé de faire. Je reviendrai en partie 3 plus spécifiquement sur les caractéristiques d'une optique adaptative fonctionnant en boucle ouverte.

La boucle d'asservissement, qu'elle soit ouverte ou fermée, n'a pas un effet instantané sur l'image. Ce temps de latence ne doit pas durer plus longtemps que le temps de cohérence de l'atmosphère, sinon la correction appliquée ne correspondra plus au front d'onde qu'il faut corriger. La turbulence aura alors évolué entre le moment t de la mesure et le moment $t + 1$ de la correction...

Une première origine de ce retard est intrinsèque aux composants utilisés dans le système d'OA. On peut citer, en particulier, le temps d'intégration de la mesure par l'ASO, le calcul parfois (très) complexe du front d'onde à corriger par le RTC, le temps d'envoi des commandes au miroir déformable et le temps de correction réel par le miroir.

Une deuxième origine du temps de latence de la boucle provient de la loi de commande utilisée. La présence de bruit sur les mesures de l'ASO oblige à filtrer temporellement les hautes fréquences spatiales (réduisant la bande passante du système) afin d'éviter que la boucle d'asservissement ne diverge. La performance d'un système d'OA est donc très dépendante du bruit de mesure sur l'analyse de la surface de l'onde. Diverses méthodes existent pour calculer le gain optimal dont le but est de trouver le meilleur compromis entre la vitesse de la boucle (et performance optimale) et la stabilité du système.

Les cadences de boucles typiques en OA sont de l'ordre de plusieurs centaines de Hertz. Évidemment, plus un système d'OA est rapide plus l'erreur temporelle diminue, les 3 composants clés (ASO, RTC et miroir déformable) devant alors suivre la bonne cadence...

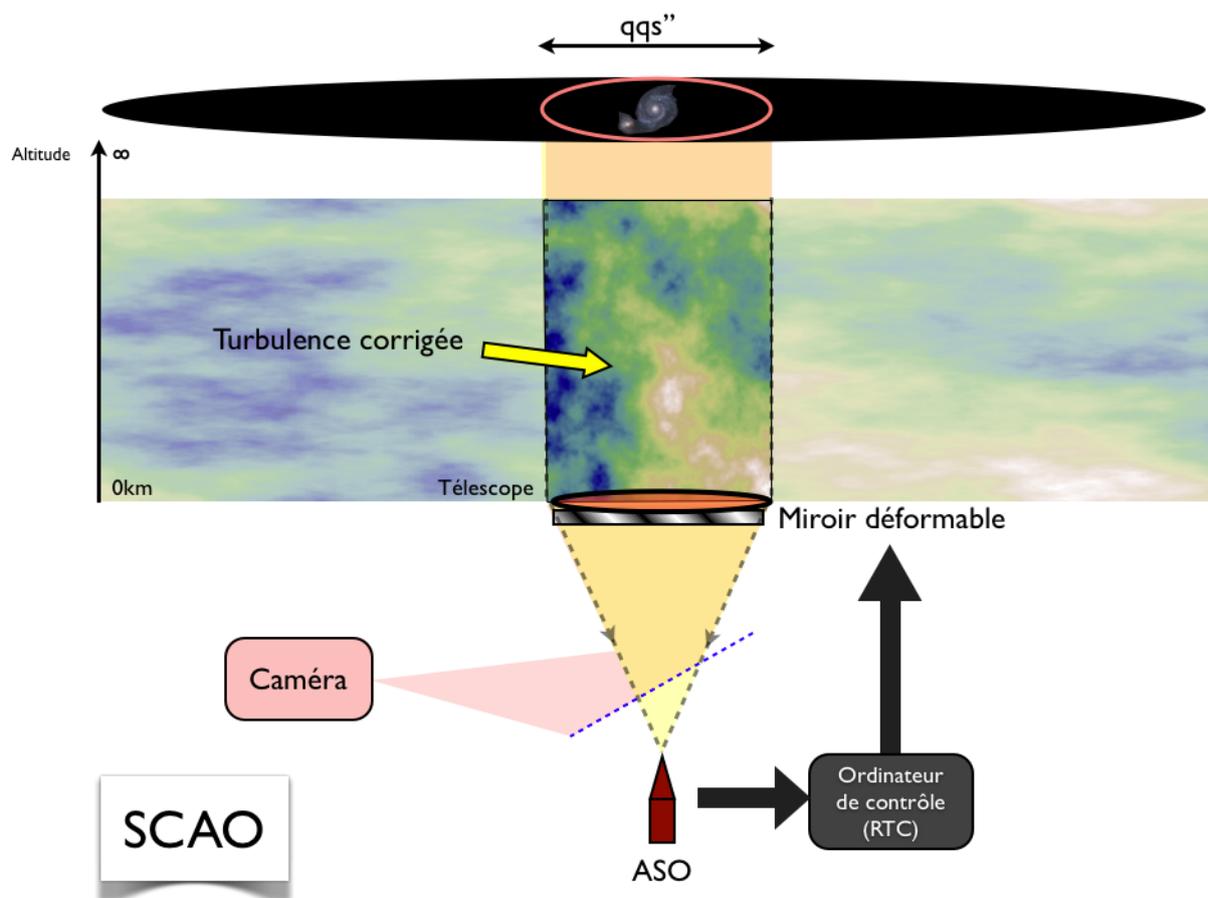


FIG. 2.2 – Principe de l'optique adaptative classique aussi souvent appelé SCAO (Single Conjugate Adaptive Optics)

2.2 L'analyse de surface d'onde

L'analyse de l'onde lumineuse peut s'effectuer de différentes manières. Je vais m'intéresser ici au fonctionnement de l'analyseur de surface d'onde « plan pupille » le plus utilisé en OA : le Shack-Hartmann (Shack et al 1971 [83]). Néanmoins cet analyseur de surface d'onde n'est pas le seul utilisé en OA. On peut ainsi citer l'analyseur à Pyramide (Ragazzoni 1996 [61], l'analyseur à courbure (Rodier 1988 [71]) et enfin YAW (Gendron *et al.* 2009 [33]).

Le principe de l'analyseur Shack-Hartmann (SH) est d'échantillonner spatialement le plan pupille grâce à une matrice de micro-lentilles (figure 2.3). Celles-ci forment, sur un détecteur placé au foyer, des spots lumineux placés au centre de chaque sous-pupille. La position des spots, lorsque le front d'onde incident est plan, est dite *de référence* (en vert sur la figure 2.3). Lorsque le SH mesure un front d'onde perturbé, les spots lumineux vont se déplacer sur le détecteur par rapport à cette position de référence (en rouge). On mesure alors *un vecteur déplacement*.

La mesure de la position du spot étant primordiale, celle-ci est déterminée en calculant son centre de gravité par des algorithmes plus ou moins complexes. On peut citer le calcul de centre de gravité brut, seuillé, pondéré, utilisant les N pixels les plus brillants etc...

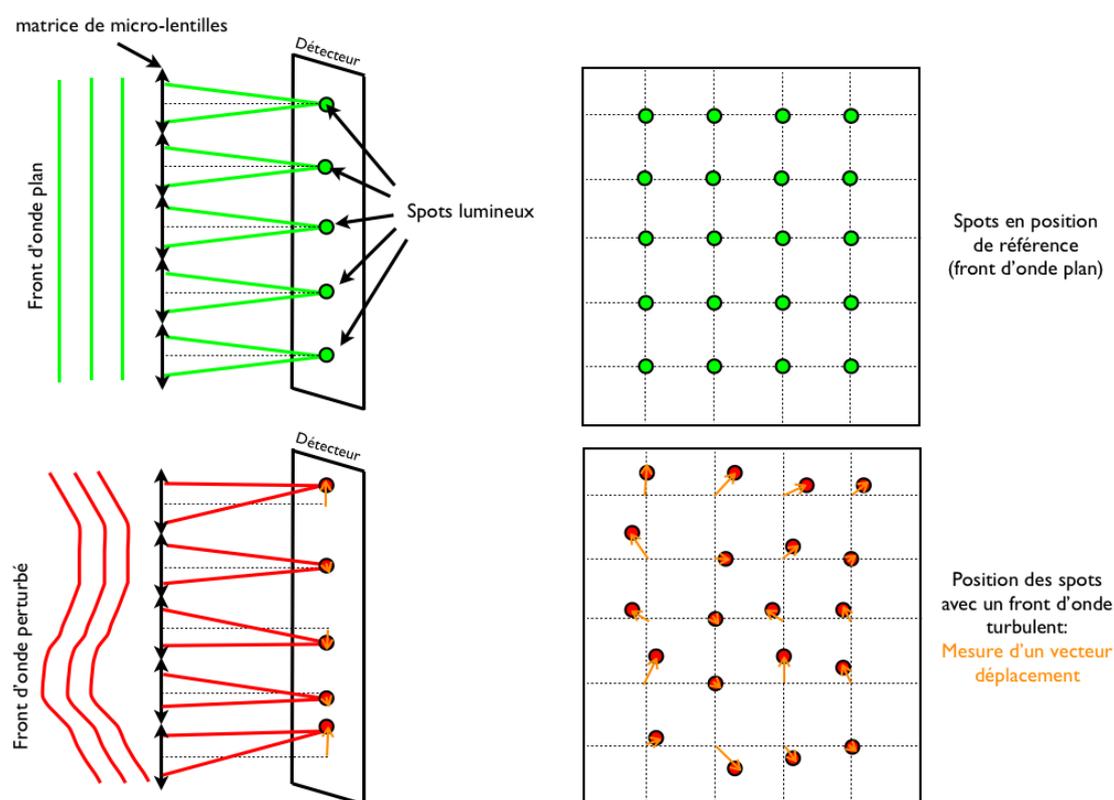


FIG. 2.3 – Principe de l'analyse de la surface d'onde de la lumière par un Shack-Hartmann.

On caractérise la position du centre de gravité du spot par ses coordonnées c_x selon l'axe x et c_y selon l'axe y . On peut remonter à partir de c_x et c_y à la pente moyenne α_x et α_y du front d'onde sur les axes x et y sur chaque sous-pupille. On montre en effet que l'on a :

$$\alpha_x = \frac{\lambda}{2\pi S_{ml}} \int_{ml} \frac{d\phi}{dx} dx dy = \frac{c_x}{f_{ml}} \quad (2.1)$$

$$\alpha_y = \frac{\lambda}{2\pi S_{ml}} \int_{ml} \frac{d\phi}{dy} dx dy = \frac{c_y}{f_{ml}} \quad (2.2)$$

avec ϕ la phase incidente sur la micro-lentille, S_{ml} la surface de la micro-lentille, et f_{ml} la focale de la micro-lentille.

La distance parcourue par chacun des spots étant proportionnelle au gradient du front d'onde au niveau de chaque sous-pupille, on peut remonter à la forme du front d'onde incident en mesurant le vecteur de déplacement des spots sur le détecteur par rapport à la position de référence. La figure 2.4 illustre les pentes mesurées d'un front d'onde turbulent par un Shack-Hartmann (à gauche) et le front d'onde reconstruit à partir de ces mesures (à droite). Ajoutons que la mesure alors effectuée est entachée d'un bruit. Ce bruit de mesure a deux origines : le bruit de photons, lié au signal lumineux reçu, est issu d'un processus poissonien et le bruit de lecture du détecteur qui est un processus gaussien (cf section 2.7.1)

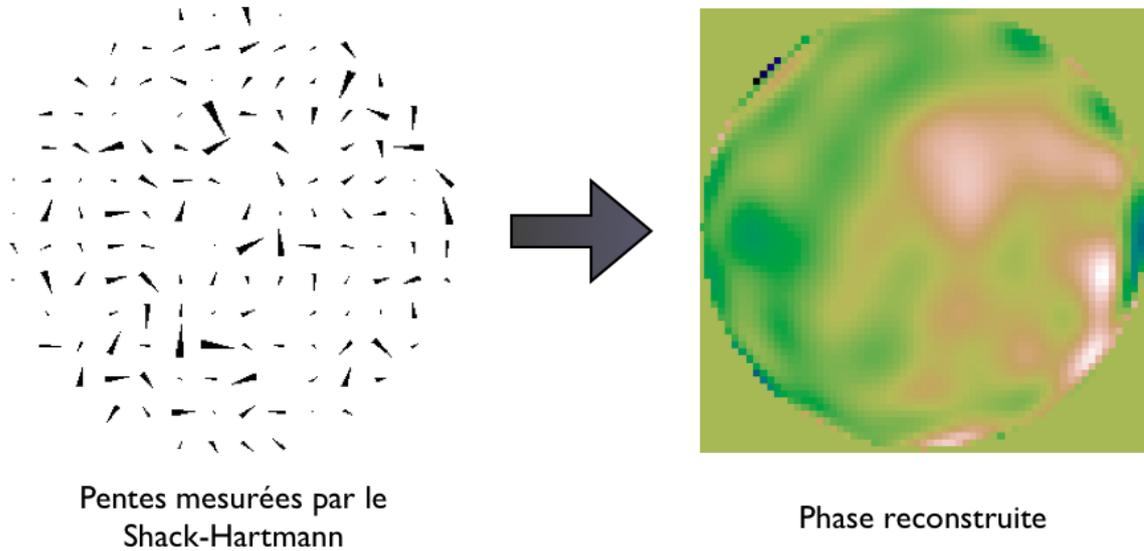


FIG. 2.4 – Reconstruction de la phase front d'onde (à droite) à partir des mesures de pentes du SH (à gauche)

2.3 La correction de l'onde lumineuse

2.3.1 Principe

Dans le cas d'une optique adaptative classique, l'étape de correction de l'onde lumineuse s'effectue en utilisant un seul miroir déformable généralement conjugué optiquement à la pupille du télescope. De nos jours, les miroirs déformables sont presque toujours à surface réfléchissante continue (non-segmentée). Des actionneurs sont positionnés derrière une surface réfléchissante (en verre fin aluminé) et permettent de « pousser » et/ou « tirer » sur la membrane dans le but de reproduire la forme adéquate du front d'onde à corriger.

On appelle *fonction d'influence*, la forme de la surface du miroir déformable lorsqu'on applique une tension unité sur un seul actionneur (les autres étant au repos). La figure 2.5 illustre une fonction d'influence du miroir OKO à 37 actionneurs vue par un analyseur de surface d'onde Shack-Hartmann (à gauche) et la phase reconstruite associée, traduisant la forme du miroir déformable (à droite). Il est souvent implicitement supposé que le miroir déformable est linéaire suivant la tension qui lui est appliquée. Nous verrons dans le chapitre 4 que cette supposition peut être fautive suivant la technologie du miroir déformable utilisé. Néanmoins par soucis de clarté, considérons que c'est effectivement le cas pour l'instant. Les sections suivantes résument les types de technologies de miroirs déformables actuellement disponibles.

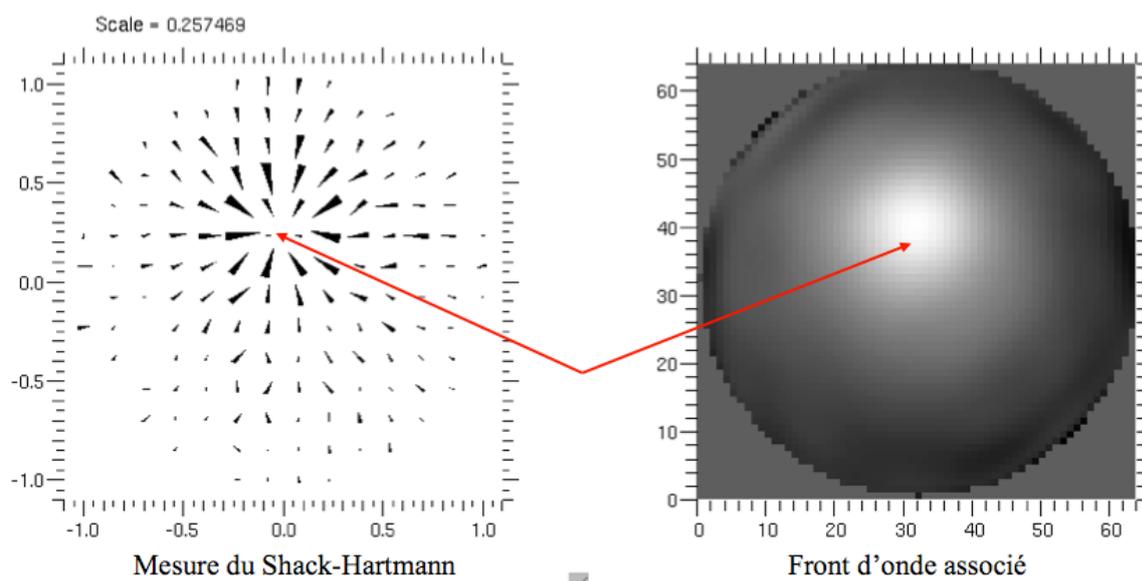


FIG. 2.5 – *Fonction d'influence d'un actionneur vue par un analyseur Shack-Hartmann (à gauche) et la phase reconstruite du miroir déformable (à droite).*

2.3.2 Les miroirs déformables piézo-électriques

Les premiers miroirs déformables utilisés en optique adaptative furent de technologie piézo-électriques (aussi souvent appelés piézo-stack). Des barreaux de matériaux piézo-électriques sont disposés côte à côte et forment les actionneurs du miroir (figure 2.6). Les barreaux sont collés à une surface réfléchissante. L'application d'une tension sur le barreau contracte ou détend le matériau ayant pour effet de pousser ou tirer sur la surface réfléchissante. Le déplacement induit est linéaire en fonction de la tension appliquée sur le barreau.

Ce type de miroir, très utilisé en optique adaptative, a néanmoins le défaut majeur de posséder un effet d'hystérésis assez prononcé, pouvant aller jusqu'à 10-15% de la course totale.

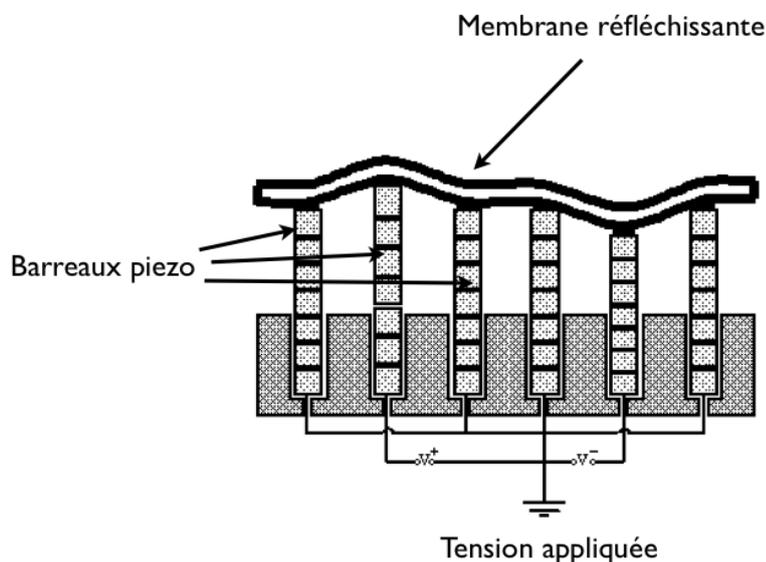


FIG. 2.6 – Schéma de principe d'un miroir piézo-électrique ou piézo-stack.

2.3.3 Les miroirs déformables bimorphes

Les miroirs déformables de type bimorphe sont composés de deux feuilles de matériau piézo-électriques empilées parallèlement à la surface réfléchissante. On place, entre les deux feuilles piézo-électriques, des électrodes qui vont servir d'actionneurs. L'application d'une tension aux bornes d'une électrode fait alors contracter une feuille et dilater l'autre provoquant ainsi une déformation locale de la surface réfléchissante. La figure 2.7 illustre le principe d'un miroir bimorphe. Ce type de miroir déformable est souvent associé à un analyseur à courbure.

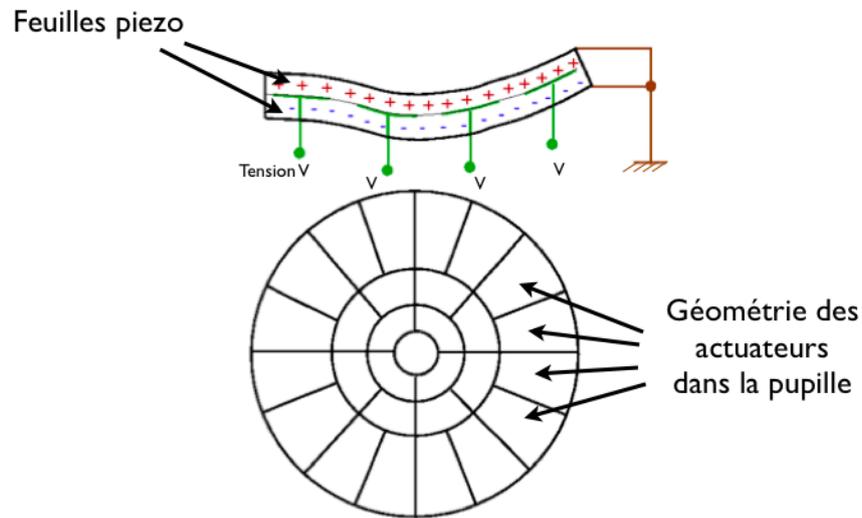


FIG. 2.7 – Principe du miroir déformable bimorphe.

2.3.4 Les miroirs déformables magnétiques

Les miroirs déformables de type magnétique provoquent la déformation de la membrane réfléchissante grâce au champ magnétique produit par des bobines électriques. Des aimants collés sur l'arrière de la surface réfléchissante sont attirés ou repoussés par le champ magnétique selon le sens du courant parcourant la bobine électrique. La déformation du miroir est alors proportionnelle au courant électrique appliqué dans la bobine. La figure 2.8 illustre le principe d'un miroir déformable magnétique.

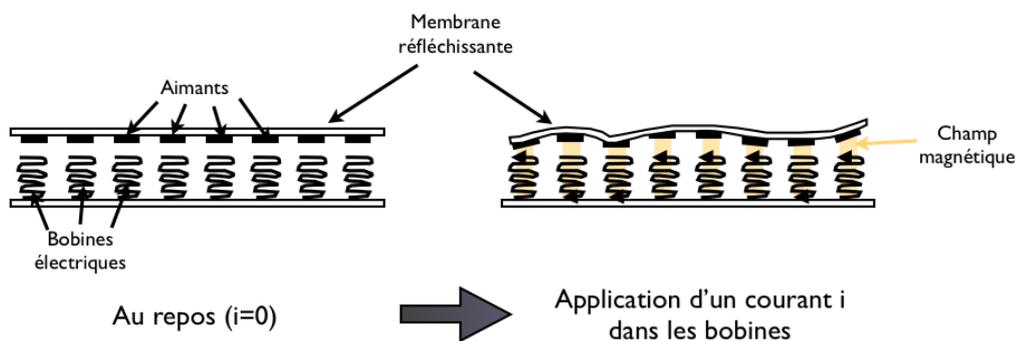


FIG. 2.8 – Principe du miroir déformable magnétique.

2.3.5 Les miroirs déformables électrostatiques

Les miroirs déformables électrostatiques utilisent la force électrostatique pour déplacer la membrane réfléchissante. Celle-ci est solidaire d'une surface chargée électriquement qui est alors attirée par effet électrostatique au champ électrique créé par des électrodes posées sur un substrat en Silicium. Les forces mises en jeu étant faibles, il est possible de densifier très fortement le nombre d'actionneurs dans une petite surface. On parle alors de MEMS (Micro ElectroMechanical System). La figure 2.9 illustre le principe d'un tel miroir déformable.

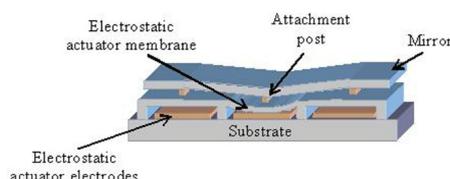


FIG. 2.9 – Principe du miroir déformable électrostatique. (Crédit : Boston Micromachines)

2.3.6 Commentaires sur les miroirs déformables en OA

Les principaux paramètres utiles pour la compréhension de cette thèse concernant les caractéristiques d'un miroir déformable sont : sa densité d'actionneurs dans la pupille, sa bande passante et sa course utile. Comme nous le verrons en section 2.7.2, plus un miroir possède d'actionneurs, plus il sera capable de corriger la turbulence atmosphérique et donc meilleure sera la performance. Si, pour la génération des télescopes de la classe des 8-10 m un système d'OA est performant avec un miroir déformable de quelques centaines d'actionneurs, pour les futurs ELT, il faudra disposer de miroirs déformables avec plusieurs milliers d'actionneurs.

Du point de vue de la réponse temporelle, deux aspects principaux sont à prendre en compte. Le premier provient de l'existence d'un retard à l'application de la correction. Les électrodes des miroirs déformables nécessitent souvent une très haute amplification (de l'ordre de plusieurs centaines de volts). Cet étage d'amplification peut alors introduire un retard temporel entre le moment où la commande est envoyée aux amplificateurs et la (haute) tension de sortie appliquée à chacun des actionneurs du miroir déformable. De plus, la correction est tributaire de la dynamique temporelle intrinsèque au miroir déformable. Certains miroirs disposent d'une bande passante très faible de quelques dizaines de Hz (cf test du ALPAO 52 « Low Speed » section 5.5) et d'autres de plusieurs kilo-hertz (cf test du BOSTON 12×12 section 5.4). Il faudra alors choisir le bon miroir déformable afin de mettre en rapport la vitesse de correction recherchée et les capacités dynamiques du miroir utilisé.

Enfin, la déformation utile d'un miroir déformable n'excède pas quelques microns voire plusieurs dizaines de microns pour les futurs ELT. Il est donc inutile d'espérer voir un

miroir se déformer à l'oeil nu! Suivant les technologies, ces courses ne sont pas toujours envisageables actuellement. Ainsi, au vu des contraintes imposées sur ces futurs miroirs, il reste un gros travail de recherche et développement à effectuer afin de disposer du bon composant pour équiper les futurs systèmes d'OA sur un ELT. A noter qu'en boucle ouverte s'ajoute la contrainte de la capacité de pilotage du miroir. L'ASO ne disposant d'aucun retour sur la position réelle du miroir déformable, sa fiabilité doit être extrêmement importante. Je reviendrai plus longuement sur la difficulté du contrôle d'un miroir déformable en boucle ouverte au chapitre 4.

2.4 La loi de commande en OA

Je vais m'intéresser dans cette section à décrire le problème de la commande en optique adaptative. Le sujet étant très vaste je ne vais introduire que les notions qui seront utiles pour la compréhension de cette thèse.

2.4.1 Matrices d'interaction et de commande

La base du contrôle de la boucle d'optique adaptative réside en la connaissance de chacune des fonctions d'influence du miroir déformable. L'idée est de relier la quantité recherchée (le vecteur de tensions \vec{v} à appliquer aux bornes de chaque actionneur) à partir des mesures effectuées (le vecteur de pentes \vec{y} de l'analyseur de surface d'onde). On peut alors écrire la relation (fondamentale en OA) suivante :

$$\vec{y} = M_i \vec{v} \quad (2.3)$$

avec M_i dite la *matrice d'interaction* du système.

Cette matrice est la matrice de passage entre l'espace des tensions du miroir déformable et l'espace des mesures de l'analyseur de surface d'onde. En pratique on construit la matrice d'interaction colonne à colonne en sollicitant tout à tour chacune des électrodes du miroir déformable tout en mesurant la forme de la fonction d'influence alors mesurée par l'analyseur de surface d'onde en ramenant la mesure à une tension unité. Il existe de nombreuses autres façons de mesurer une matrice d'interaction, quelques unes seront détaillées au chapitre 4. Une illustration d'une matrice d'interaction mesurée expérimentalement est proposée en figure 2.10. Remarquons que la matrice d'interaction M_i est généralement rectangulaire, de dimensions [nb d'actionneurs, nb de points de mesures], elle est donc non inversible directement. Pour calculer les tensions \vec{v}_{corr} à partir de la mesure \vec{y} , on utilise une méthode des moindres carrés minimisant le critère :

$$\epsilon^2 = \| \vec{y}_{turbu} - M_i \vec{v}_{corr} \|^2 \quad (2.4)$$

avec \vec{v}_{corr} le vecteur de tensions à appliquer permettant de corriger un front d'onde turbulent ayant conduit à la mesure \vec{y}_{turbu} . Ainsi, la minimisation de ϵ^2 conduit à :

$$\vec{v}_{corr} = M_c \vec{y}_{turbu} \quad (2.5)$$

où M_c est la matrice de commande du système. La matrice de commande est alors égale à l'inverse généralisée de la matrice d'interaction M_i donnée par :

$$M_c = (M_i^t M_i)^{-1} M_i^t \quad (2.6)$$

Il est alors important de noter que la matrice $(M_i^t M_i)$, bien qu'elle soit carrée, n'est pas toujours inversible. Les modes mal vus sont associés à des valeurs propres très faibles de la matrice $(M_i^t M_i)$ qui, conduisant à un conditionnement élevé (rapport de la valeur la plus haute et de la plus basse), fait alors se propager très fortement le bruit à travers ces modes. Afin de pallier ce problème, on effectue généralement une décomposition en valeurs singulières de la matrice $(M_i^t M_i)$ en forçant à zéro l'inverse des valeurs propres associées aux modes mal vus. Cette régularisation brutale revient à se restreindre à un espace orthogonal aux modes mal vus et évite donc l'amplification du bruit dans la matrice de commande.

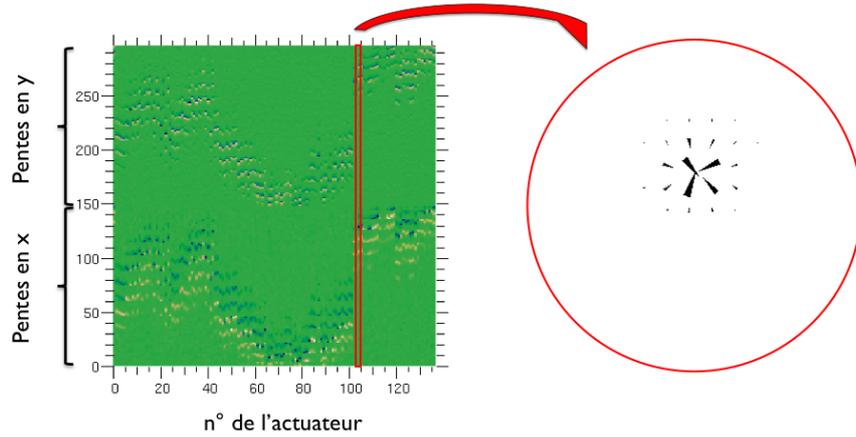


FIG. 2.10 – Illustration d'une matrice d'interaction du miroir BOSTON micromachines à 12×12 actionneur mesurée expérimentalement. En abscisse : le n° de l'actionneur du miroir déformable. En ordonnée : les 296 pentes mesurées par le SH (148 le long de l'axe x , 148 le long de l'axe y). En rouge : représentation spatiale du champ de vecteurs correspondant à l'actionneur n° 104 vu par le SH.

On notera la propriété $M_c M_i = Id$ qui signifie que le système sait parfaitement s'analyser lui-même. Ainsi, si le système produit *lui même* une aberration il sera alors capable de retrouver la commande nécessaire pour l'annuler entièrement. En revanche on remarquera la propriété troublante : $M_i M_c \neq Id$. Physiquement cela signifie qu'observant des mesures \vec{y} de la turbulence à travers l'ASO, on ne peut pas toujours trouver un vecteur de commande \vec{v} qui permet d'annuler entièrement les mesures. En effet, lorsque le système possède moins de degrés de liberté \vec{v} que de mesures \vec{y} , il devient alors impossible de les satisfaire toutes.

2.4.2 La boucle fermée

2.4.2.1 Commande par intégrateur

La boucle fermée est encore en 2009 le schéma de fonctionnement le plus commun d'un système d'OA. Un schéma descriptif est proposé en figure 2.11. L'ASO mesure alors le résidu de turbulence $\varphi_{res} = \varphi_{turbu} - \varphi_{corr}$ non corrigé par le miroir déformable. L'existence de retards dans la boucle (cf section 2.7.3) implique que le système tente de « suivre » en permanence le signal turbulent pouvant mettre en danger la stabilité du système. De plus, un bruit b vient s'ajouter à la mesure m effectuée par l'ASO. Il s'agit donc d'utiliser une loi de commande permettant d'éviter que la boucle ne diverge tout en garantissant une performance optimale.

La commande par intégrateur est la plus simple et la plus communément utilisée en OA. Elle est décrite par :

$$\vec{v}_{t+1} = \vec{v}_t + g\delta\vec{v}_{corr} \quad (2.7)$$

avec $\delta\vec{v}_{corr}$ le facteur correctif à l'instant t calculé selon l'équation 2.5 à partir de la mesure bruitée effectuée par l'ASO, \vec{v}_t et \vec{v}_{t+1} les vecteurs de commande respectivement aux instants t et $t + 1$ et enfin g le gain d'intégrateur ou gain de boucle.

Le gain g est ici le paramètre de contrôle de la boucle. Lorsque g tend vers 0 on peut considérer que la commande envoyée au miroir déformable ne fait que très peu confiance à la nouvelle mesure (bruitée) mesurée à l'instant t . Le système tend vers la stabilité mais une erreur temporelle est alors introduite, celle-ci étant d'autant plus grande que la valeur de g est faible. A l'inverse, lorsque g augmente, le bruit est moins filtré et tend à se propager dans la commande ne permettant pas au système de délivrer la meilleure performance.

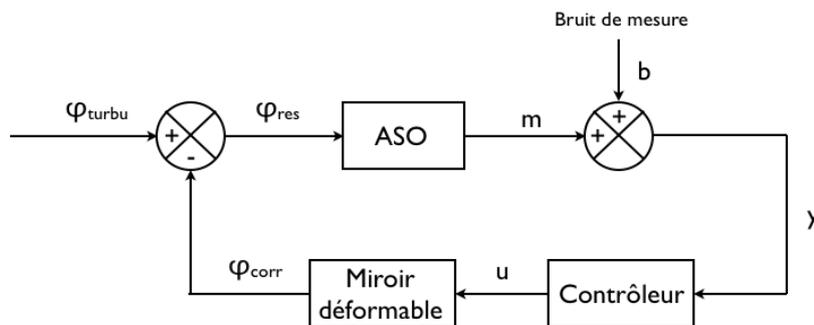


FIG. 2.11 – Description schématique d'un système d'OA fonctionnant en boucle fermée.

2.4.2.2 Notions de fonctions de transfert du système.

Dans le but de simplifier le problème, j'utilise ici un formalisme analogique bien que notre système soit échantillonné ce qui constitue néanmoins une approximation suffisante.

On définit $h_{ASO}(f) = \text{sinc}(\pi \cdot f \cdot T_e) \cdot e^{-i\pi T_e}$ la fonction de transfert de l'ASO avec T_e la période d'échantillonnage. Cette fonction de transfert correspond à une convolution par une porte de largeur T_e caractérisant le temps d'intégration du détecteur. On note également $h_{sys}(f) = e^{-2i\pi\tau \cdot f} / (2i\pi f)$ la fonction de transfert du système avec un temps de retard τ .

La fonction de transfert en boucle ouverte $h_{bo}(f)$ est définie par :

$$h_{bo}(f) = h_{ASO}(f) \cdot h_{sys}(f) \quad (2.8)$$

On définit également la fonction de transfert de rejection² du système $h_{Corr}(f, g)$ par :

$$h_{Corr}(f, g) = \frac{1}{1 + h_{bo}(f) \cdot g} \quad (2.9)$$

et la fonction de transfert du bruit $h_{bruit}(f, g)$ par :

$$h_{Bruit}(f, g) = \frac{h_{sys}(f) \cdot g}{1 + h_{bo}(f) \cdot g} \quad (2.10)$$

Les figures 2.12 et 2.13 illustrent un exemple pour différents gain de boucle des fonctions de transfert de rejection et de bruit. On démontre alors que l'erreur temporelle résiduelle est composée de 2 termes dépendant du gain :

$$\sigma_{\varphi_{Res}}^2 = \int H_{Corr}(f, g) \cdot |\tilde{\varphi}_{Turbu}(f)|^2 df + \int H_{Bruit}(f, g) \cdot |\tilde{\varphi}_{Bruit}(f)|^2 df \quad (2.11)$$

avec $H_{Corr}(f, g) = |h_{Corr}(f, g)|^2$, $H_{Bruit}(f, g) = |h_{Bruit}(f, g)|^2$, $|\tilde{\varphi}_{Turbu}(f)|^2$ la DSP de la turbulence (sans bruit) et $|\tilde{\varphi}_{Bruit}(f)|^2$ la DSP du bruit.

L'équation 2.11 est la somme de deux termes. L'erreur introduite par le premier terme diminue avec le gain tandis que le deuxième augmente avec g . La somme de ces deux termes mène à un gain optimal (et donc une bande passante optimale) minimisant l'erreur résiduelle.

Dans la pratique les DSP de la turbulence et du bruit ne sont pas connues. Il est en revanche possible de mesurer, à partir d'un jeu de données enregistrées sur le ciel avant fermeture de la boucle d'OA, la quantité $|\tilde{\varphi}_{mes}(f)|^2 = |\tilde{\varphi}_{Turbu}(f)|^2 + |\tilde{\varphi}_{Bruit}(f)|^2$ ainsi que le niveau de bruit σ_{Bruit}^2 . On peut alors déduire le gain optimal (Gendron & Léna 1994 [31], Gendron 1995 [32]) en minimisant la variance résiduelle donnée par la relation :

$$\sigma_{\varphi_{Res}}^2 = \int H_{Corr}(f, g) \cdot |\tilde{\varphi}_{mes}(f) - \sigma_{Bruit}^2|^2 df + \sigma_{Bruit}^2 \cdot \int |H_{Bruit}(f, g)|^2 df \quad (2.12)$$

Enfin, Gendron a démontré qu'il est possible de réaliser une optimisation du gain sur une base modale afin d'ajuster la bande passante du système pour chaque mode en fonction du niveau de bruit et de garantir l'optimalité de la performance (pour une loi de type intégrateur).

²également appelée fonction de transfert de correction

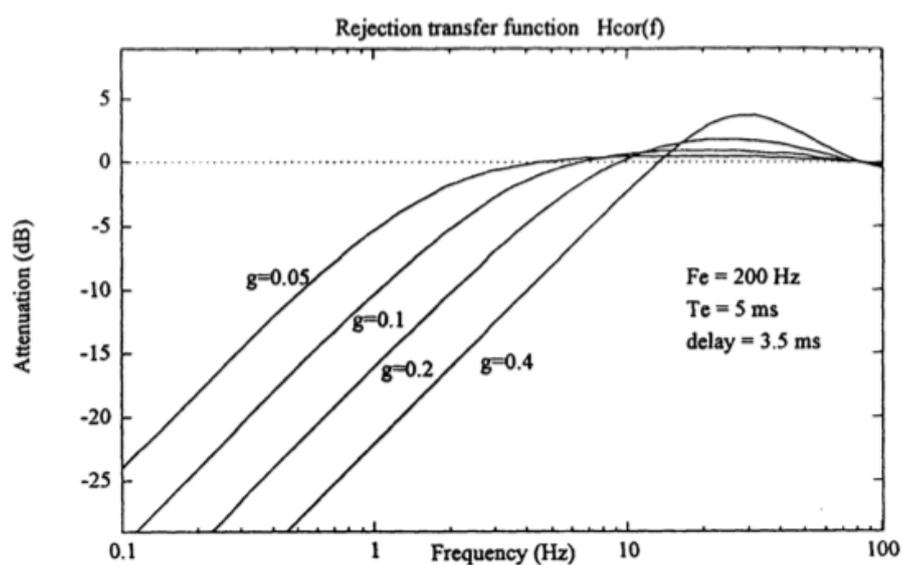


FIG. 2.12 – Exemple de fonction de transfert de réjection (aussi appelée de correction) calculée pour 4 gain différents. Crédit : Gendron 1994.

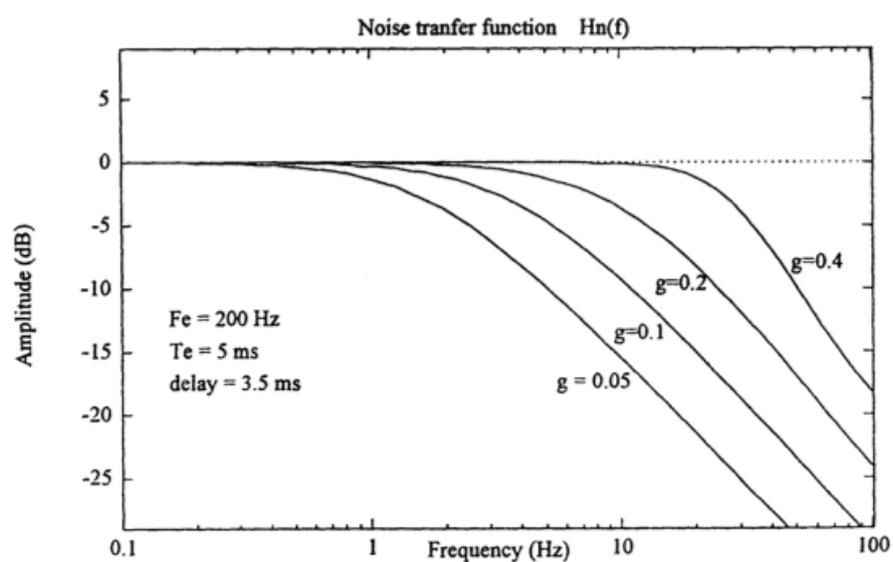


FIG. 2.13 – Exemple de fonction de transfert du bruit calculée pour 4 gain différents. Crédit : Gendron 1994.

2.5 Quelques grandeurs utiles en optique adaptative

2.5.1 Le rapport de Strehl

Le rapport de Strehl est certainement la grandeur la plus couramment utilisée pour caractériser la qualité de correction du système d'optique adaptative. Ainsi, un rapport de Strehl (noté SR) de 100% signifie que l'instrument délivre une tache de diffraction parfaite.

On définit le rapport de Strehl, comme le rapport entre l'intensité de la PSF obtenue (avec turbulence) et l'intensité de la PSF sur l'axe dans le cas limité par la diffraction :

$$SR = \frac{PSF_{Turbu}(\alpha = 0)}{Airy(\alpha = 0)} \quad (2.13)$$

On peut également définir le rapport de Strehl par le rapport des volumes normalisés entre les FTO du système avec et sans turbulence :

$$SR = \frac{\int OTF_{Turbu}(f_x, f_y)df_xdf_y}{\int OTF_{Telescope}(f_x, f_y)df_xdf_y} \quad (2.14)$$

Enfin, on peut estimer le rapport de Strehl par une expression approchée en connaissant la variance de phase résiduelle σ_ϕ^2 (Conan 1994 [12]) délivrée par le système d'OA par :

$$SR \approx E_c = \exp(-\sigma_\phi^2) \approx 1 - \sigma_\phi^2 \quad (2.15)$$

avec E_c l'énergie cohérente (Rousset 1991 [74]) qui caractérise l'énergie contenue dans le pic cohérent. L'équation 2.15 est une approximation et n'est valable que pour des rapports de Strehls $> 10\%$. Dans les cas où la variance du front d'onde est élevée, elle a tendance à sous-estimer la valeur réelle du rapport de Strehl.

Exemple :

Une variance de phase de 1 rad^2 équivalent à 103nm d'erreur de front d'onde à $\lambda = 650\text{nm}$ donne un rapport de Strehl : SR= 36.7%.

2.5.2 Énergie encadrée

Dans certains cas, notamment en spectroscopie où l'élément d'intégration est en général l'entrée d'une fibre ou d'une fente, la grandeur utilisée est plutôt l'énergie encadrée³ dans une boîte de taille angulaire donnée. On définit alors l'énergie encadrée par :

$$EE = \frac{\int \int_{\text{boite}} PSF(x, y)dx, dy}{\int \int PSF(x, y)dx dy} \quad (2.16)$$

Exemple :

On veut 30% de l'énergie dans une boîte de 50mas (0.05") de côté.

³Ensquared Energy (EE) en anglais

2.6 Caractérisation d'aberrations dans un système optique.

Afin d'étudier la phase de l'onde lumineuse dans un système d'OA, on va la décomposer sur une base discrète de modes orthonormée. En théorie, n'importe quelle base discrète et orthonormée pourrait suffire mais certaines sont plus judicieuses que d'autres. La base des polynômes de Zernike est la base la plus utilisée en optique adaptative car elle permet de classer les modes par ordre spatial croissant. Ainsi les premiers modes de cette base permettent de regrouper l'essentiel de l'énergie.

Proposés en 1934 par Zernike, ces polynômes sont définis sur une pupille circulaire rendant leur utilisation particulièrement appropriée dans le cas d'un télescope. Ils s'expriment en coordonnées polaires (r, θ) en fonction de l'ordre radial n et azimuthal m . par :

$$\text{si } m \neq 0, Z_{i,pair} = \sqrt{n+1}R_n^m(r)\sqrt{2}\cos(m\theta) \quad (2.17)$$

$$Z_{i,impair} = \sqrt{n+1}R_n^m(r)\sqrt{2}\sin(m\theta) \quad (2.18)$$

$$\text{si } m = 0, Z_i = \sqrt{n+1}R_n^0(r)\sqrt{2} \quad (2.19)$$

$$(2.20)$$

avec $R_n^m(r)$ défini par :

$$R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{(m-n)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s!((n+m)/2-s)!((n-m)/2-s)!} r^{n-2s} \quad (2.21)$$

Les polynômes de Zernike formant une base orthonormée on peut écrire :

$$\frac{1}{\pi} \int_S Z_i(r)Z_j(r)dr = \delta_{i,j} \quad (2.22)$$

avec $\delta_{i,j} = 0$ quand $i \neq j$ et $\delta_{i,j} = 1$ quand $i = j$.

La figure 2.14 regroupe les expressions des premiers polynomes de Zernike.

La figure 2.15 illustre les premiers modes des polynômes de Zernike. On reconnait que les premiers modes correspondent à des aberrations optiques bien connues (tip-tilt, defocus, coma, astigmatisme...).

On peut dorénavant décomposer la phase turbulente sur la base des polynômes de Zernike par :

$$\phi_{turbu}(r) = \sum_{i=2}^{\infty} a_i Z_i(r) \quad (2.23)$$

où les coefficients a_i désignent les coefficients de Zernike de la phase turbulente. A noter que le mode piston ($i=1$) est omis car il n'est pas mesuré par l'ASO et que son effet est nul sur les images.

		Ordre azimutal					
		m=0	m=1	m=2	m=3	m=4	m=5
O r d r e r a d i a l	n=0	1					
	n=1		2r cosθ 2r sinθ				
	n=2	√3 (2r ² -1)		√6 r ² cos2θ √6 r ² sin2θ			
	n=3		√8 (3r ³ -2r)cosθ √8 (3r ³ -2r)sinθ		√8 r ³ cos3θ √8 r ³ sin3θ		
	n=4	√5 (6r ⁴ -6r ² +1)		√10 (4r ⁴ -3r ²)cos2θ √10 (4r ⁴ -3r ²)sin2θ		√10 r ⁴ cos4θ √10 r ⁴ sin4θ	
	n=5						√12 r ⁵ cos5θ √12 r ⁵ sin5θ

FIG. 2.14 – Expression des premiers polynômes de Zernike

Avec cette représentation et à partir de spectre de Kolmogorov, Noll (1976 [58]) a écrit l'expression de la covariance des coefficients de Zernike :

$$\langle a_i a_j \rangle = 3.90((n_i + 1)(n_j + 2))^{1/2} (-1)^{(n_i + n_j - 2m_i)/2} \delta_{m_j m_i} \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} \times A \quad (2.24)$$

avec D le diamètre du télescope, r_0 le paramètre de Fried, n_i, m_i, n_j, m_j les ordres radiaux et azimutaux des polynômes de Zernike Z_i et Z_j et A défini par :

$$A = \frac{2^{-14/3} \Gamma[14/3] \Gamma[(n_i + n_j - 14/3 + 3)/2]}{\Gamma[(-n_i + n_j + 14/3 + 1)/2] \Gamma[(n_i - n_j + 14/3 + 1)/2] \Gamma[(n_i + n_j + 14/3 + 3)/2]} \quad (2.25)$$

De plus on démontre à partir de l'équation 2.24 que la variance d'un coefficient turbulent a_i est proportionnelle à :

$$\sigma_{a_i}^2 \propto \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} (n_i + 1)^{-11/3} \quad (2.26)$$

On peut également montrer (Conan 1994 [12]) que la variance résiduelle après correction des n_i premiers ordres radiaux s'écrit :

$$\sigma_{n_i}^2 \approx 0.458 \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} (n_i + 1)^{-5/3} \quad (2.27)$$

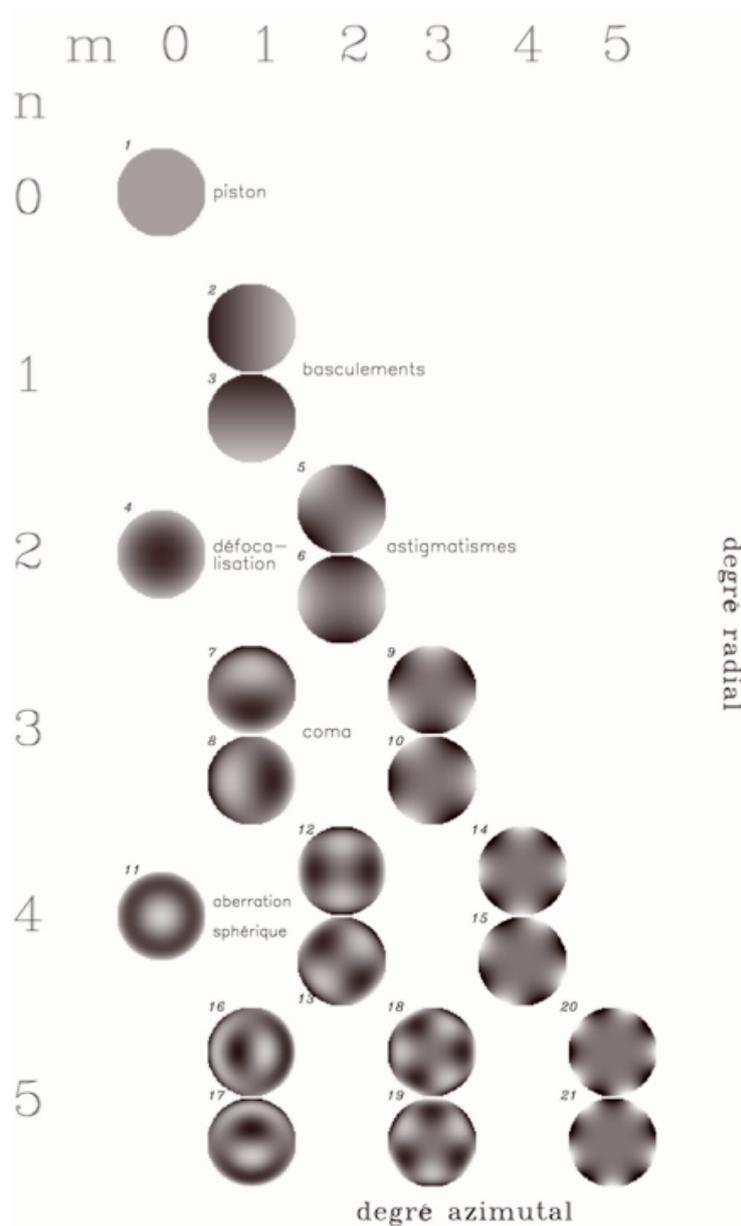


FIG. 2.15 – Carte des premiers modes de Zernike

La figure 2.16 illustre la variance des premiers modes de Zernike en fonction de l'ordre radial n_i . On constate une forte décroissance de la variance en fonction de l'ordre radial du polynôme de Zernike : l'énergie de la turbulence se concentre essentiellement sur les bas ordres. Les modes tip et tilt (d'ordre radial $n_i = 1$) sont ainsi les modes les plus énergétiques de la turbulence. Cette propriété capitale indique qu'un système d'OA ne corrigeant que les bas ordres de la turbulence en corrige en réalité la majeure partie.

Enfin, en se rappelant que la base des polynômes de zernikes est orthonormée, on en déduit de l'équation 2.23 l'expression de la variance de la phase turbulente par la somme des carrés des coefficients de Zernike :

$$\sigma_{\phi_{turbu}}^2 = \sum_{i=1}^{\infty} \langle a_i^2 \rangle \quad (2.28)$$

En remplaçant par les expressions des a_i on trouve l'expression classique de la variance de la phase turbulente :

$$\sigma_{\phi_{turbu}}^2 \approx 1.03 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad (2.29)$$

Dans le cas où le système d'optique adaptative est capable de corriger *entièrement* les contributions dues aux modes tip et tilt, la variance du front d'onde restant à corriger peut alors s'écrire :

$$\sigma_{\phi_{corr-TT}}^2 = 0.134 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad (2.30)$$

Exemple :

En bande H, $\lambda = 1650\text{nm}$, avec une turbulence ayant un $D/r_0 = 9$, l'erreur totale à corriger est de 1663nm rms. Celle-ci n'est plus que de 600nm rms lorsque le tip-tilt est préalablement corrigé.

Classiquement dans un système d'OA, un miroir de basculement est dédié à la correction des modes tip et tilt afin de permettre au miroir déformable de ne corriger que les ordres supérieurs de la turbulence ($n_i > 1$) et de ne le solliciter que sur une course réduite.

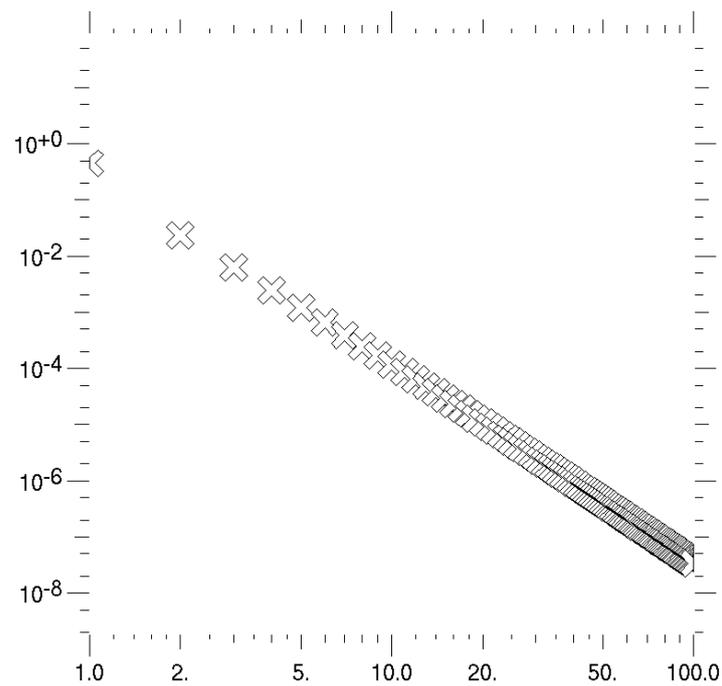


FIG. 2.16 – Variance des modes de Zernike (radians carrés) en fonction de l'ordre radial. Les premiers modes sont les plus énergétiques.

2.7 Limitations de l'optique adaptative classique

La correction apportée par l'optique adaptative n'est pas parfaite. Elle souffre d'un certain nombre d'erreurs qui en limite les performances. Ces erreurs conduisent à une correction partielle de la turbulence ayant pour conséquence immédiate de laisser un résidu de correction qui dégrade la performance du système. On peut ainsi citer les erreurs dues au sous échantillonnage spatial du front d'onde (fitting), celles introduites lors de la mesure, les erreurs temporelles, l'erreur due au phénomène d'anisoplanétisme, les erreurs de calibrations du système et les erreurs dues aux aberrations non vues par le système d'OA. A noter qu'il peut exister des couplages entre les termes composant chaque poste d'erreur. Le résidu d'erreur, noté σ_{residu}^2 , est obtenu en sommant quadratiquement chaque poste d'erreur (unité radian carré) :

$$\sigma_{residu}^2 = \sigma_{fitting}^2 + \sigma_{Mesure}^2 + \sigma_{Tempo}^2 + \sigma_{Calibrations}^2 + \sigma_{Aberr}^2 + \sigma_{Sci}^2 + \sigma_{aniso}^2 \quad (2.31)$$

Je vais développer dans les prochaines sections les principaux postes d'erreurs qui influent sur la performance d'un système d'optique adaptative. Je précise que cette liste n'est pas exhaustive et qu'elle n'a pour unique ambition que de fixer les idées sur les termes d'erreurs les plus importants en OA.

2.7.1 Erreurs de mesure σ_{Mesure}^2

Aliasing. Une première erreur intrinsèque à un système d'optique adaptative est liée à la structure de l'analyseur de surface d'onde. Celui-ci réalise une mesure échantillonnée spatialement de la phase qui, dans le cas d'un Shack-Hartmann, est dépendante de la taille d et du nombre de sous-pupilles utilisées (cf principe du Shack-Hartmann figure 2.3). Cet échantillonnage implique que les fréquences spatiales de la turbulence supérieures à la fréquence de coupure $f_c^{ASO} = 1/2d$ de l'ASO ne seront pas mesurées. Une deuxième conséquence de cet échantillonnage implique un repliement spectral des hautes fréquences sur le spectre échantillonné. Ce repliement a pour origine la périodisation dans l'espace de Fourier du signal échantillonné de l'ASO à la fréquence d'échantillonnage $f_{ech}^{ASO} = 1/d$. Le spectre turbulent ayant une extension infinie, on mesure la valeur du spectre pour la fréquence f ainsi que la contribution de la valeur mesurée d'une haute fréquence repliée $f - f_{ech}^{ASO}$. Ce phénomène également connu sous le nom d'*aliasing* introduit une erreur σ_{Alias}^2 sur la mesure.

Bruit. Une deuxième erreur provient du bruit lié au processus de la mesure. On distingue alors le bruit de photons lié à la conversion aléatoire d'un photon en photoélectrons du bruit lié au détecteur (Rousset *et al.* 1987 [72], Rousset 1999 [77], Nicole *et al.* 2004 [57]). Dans le cas de la mesure d'un centre de gravité (CDG) avec un SH, on peut écrire la variance du bruit de photons sur le CDG par :

$$\sigma_{photons}^2 = \left(\frac{\pi}{\sqrt{2}} \right)^2 \frac{1}{N_{Ph}} \left(\frac{X_T}{X_D} \right)^2 \quad (2.32)$$

avec N_{Ph} le nombre de photons reçus par sous-pupille, X_T la largeur à mi-hauteur de la tache image et X_D la largeur à mi-hauteur limitée par la diffraction (X_T et X_D habituellement exprimés en pixels). Le bruit associé au bruit de lecture détecteur dans le calcul du CDG est déterminé par le relation (Rousset 1993 [76]) :

$$\sigma_{détecteur}^2 = \left(\frac{\pi}{\sqrt{3}} \frac{\sigma_{e-}}{N_{Ph}} \frac{X_S^2}{X_D} \right)^2 \quad (2.33)$$

avec σ_{e-} l'écart quadratique moyen du bruit en électrons par pixels (Read Out Noise ou RON) et X_S le nombre de pixels pris en compte dans le calcul du CDG.

2.7.2 Erreurs de correction (fitting) $\sigma_{Correction}^2$

L'erreur de correction ou erreur de « fitting » caractérise l'erreur de sous modélisation que l'on va effectuer en utilisant un miroir déformable ayant un nombre fini N_{tot} d'actionneurs. On peut écrire la variance de phase de l'erreur de fitting (Sechaud 1999 [81]) par :

$$\sigma_{Fitting}^2 = \mu N_{tot}^{-5/6} \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad (2.34)$$

Avec μ un scalaire dépendant de la forme de la fonction d'influence du miroir déformable. Les valeurs typiques de μ varient de 0.2 à 0.5 (0.28 pour un miroir déformable à membrane continue). Avec $n_a = 2\sqrt{N_{tot}/\pi}$ le nombre d'actionneurs dans le diamètre utile de la pupille et en prenant $\mu = 0.28$, l'équation 2.34 peut s'écrire de manière équivalente en fonction de n_a par :

$$\sigma_{Fitting}^2 = 0.34 \left(\frac{D}{r_0 n_a} \right)^{5/3} \quad (2.35)$$

Exemples :

- Avec $\mu = 0.28$, $D/r_0 = 11$, $\lambda = 620\text{nm}$, $n_a=8$ (pour un miroir déformable de 8×8 actionneurs), l'erreur de fitting vaut 75nm rms donnant un SR=56%.
- En utilisant les mêmes paramètres mais $n_a = 16$ (pour un miroir déformable de 16×16 actionneurs), l'erreur de fitting vaut 42nm rms donnant un SR=83%.

2.7.3 Erreur temporelle $\sigma_{Temporelle}^2$

Le contrôle de tous les sous-systèmes de l'optique adaptative est dynamique et chacun d'entre eux possède un temps de réponse non négligeable. On peut ainsi citer le retard temporel induit par le temps d'intégration de la caméra, le temps de calcul du centre de gravité, le temps de calcul de la commande et le temps de correction (incluant le temps de réponse des amplificateurs et le celui du miroir déformable). Il existe donc toujours un retard temporel entre le moment où l'on débute l'analyse de front d'onde et le moment où la correction correspondante est réellement appliquée.

L'erreur temporelle commise est fonction de la bande passante de fonctionnement du système. Celle-ci doit être optimisée afin de faire un compromis entre vitesse de correction et filtrage du bruit (cf section 2.4.2.2). L'expression de la variance de phase résiduelle due à une bande passante (BP) du système est donnée par (Greenwood 1977 [38]) :

$$\sigma_{tempo}^2 = 0.243 \left(\frac{\bar{v}}{r_0} \right)^{5/3} f_{BP}^{-5/3} \quad (2.36)$$

avec \bar{v} définit en section 1.3.7.

2.7.4 Erreurs de calibration $\sigma_{Calibrations}^2$

Les erreurs de calibrations regroupent en particulier celles provenant de la mesure de la matrice d'interaction et de la mesure des pentes de références. Un bruit étant associé à cette mesure il existe une erreur sur la détermination de ces paramètres. Je reviendrai en plus amples détails en section 7.2 sur la problématique de la calibration d'un instrument utilisant plusieurs ASO dans lequel il faut absolument tenir compte (entre autres) des positions relatives entre chacun d'entre eux.

2.7.5 Erreurs d'aberrations non-vues par le système σ_{aber}^2

Dans un système d'optique adaptative, des erreurs proviennent de la nécessité de prélever de la lumière vers la voie d'analyse. En effet, la voie d'imagerie scientifique (en rouge sur la figure 2.17) possède des composants optiques qui peuvent introduire des aberrations optiques sans que l'ASO présent dans la voie d'analyse (en vert) ne puisse les détecter. Le système d'optique adaptative est alors asservi autour de pentes de références de l'ASO qui *ne correspondent pas à un front d'onde non perturbé dans la voie scientifique* ayant pour conséquence immédiate de former une image dégradée sur la caméra d'imagerie. Ces aberrations statiques sont alors qualifiées d'aberrations non communes ou NCPA pour « non common path aberrations » en anglais.

Afin de pouvoir connaître les aberrations optiques présentes dans la voie d'imagerie on utilise habituellement un algorithme de diversité de phase (Gonsalves 1982 [37], Blanc et al. 2003 [8], Sauvage et al. 2007 [79]). Il permet, une fois la boucle d'OA asservie de quantifier les aberrations statiques présentes dans la voie d'imagerie à partir d'images volontairement focalisées et défocalisées d'une quantité connue. On injecte ensuite ces aberrations dans les pentes de références de l'analyseur afin de les pré-corriger par la boucle d'OA. A noter qu'il est indispensable que ces aberrations soient les plus faibles possibles afin d'éviter que le miroir déformable n'utilise sa course pour les corriger.

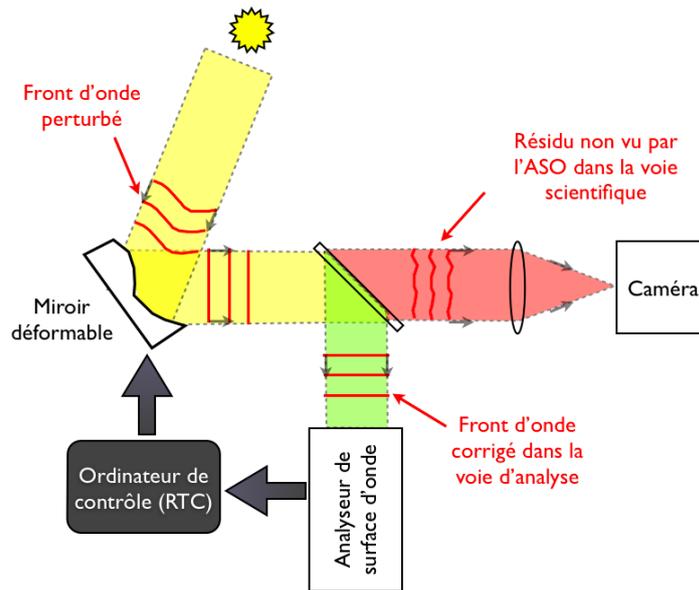


FIG. 2.17 – Erreurs dues aux aberrations non vues par la boucle d’OA. En vert : voie d’analyse. En rouge : voie d’imagerie.

2.7.6 Scintillation σ_{Sci}^2

La turbulence induit une variation de l’amplitude de l’onde lumineuse qui conduit au phénomène de scintillation. Cette variation de l’amplitude de l’onde constitue un problème pour un système d’OA qui n’est capable d’agir que sur la phase de l’onde. De plus la scintillation introduit une erreur sur la mesure effectuée par l’ASO. Le modèle de mesure présenté en section 2.2 n’est alors plus valable car il suppose une amplitude homogène du front d’onde incident. Néanmoins l’erreur due à la scintillation est souvent négligée en OA (Roddiier 1981 [70]) sauf dans le cas de sources très étendues, par exemple le Soleil (Robert *et al.* 2006 [69]).

2.7.7 Erreur d’anisoplanétisme σ_{aniso}^2

Une des principales limitations de l’optique adaptative provient de la variabilité de la qualité de correction dans le champ. L’optique adaptative est un système asservi sur une étoile guide. La connaissance de la turbulence atmosphérique est « parfaite » dans cette direction, qualifiée de direction d’analyse. Lorsque celle-ci ne correspond pas à la direction d’intérêt, la correction ne sera que partielle. Ce principe est illustré en figure 2.18.

La qualité de correction va décroître d’autant plus qu’il y a décorrélation entre la direction d’analyse et d’intérêt (voir effet sur l’image figure 2.19). Cette décorrélation a pour origine les couches turbulentes placées en altitude. Elle est d’autant plus importante que les couches sont hautes. On parle alors d’effet d’anisoplanétisme (Fried 1982 [23], Chassat

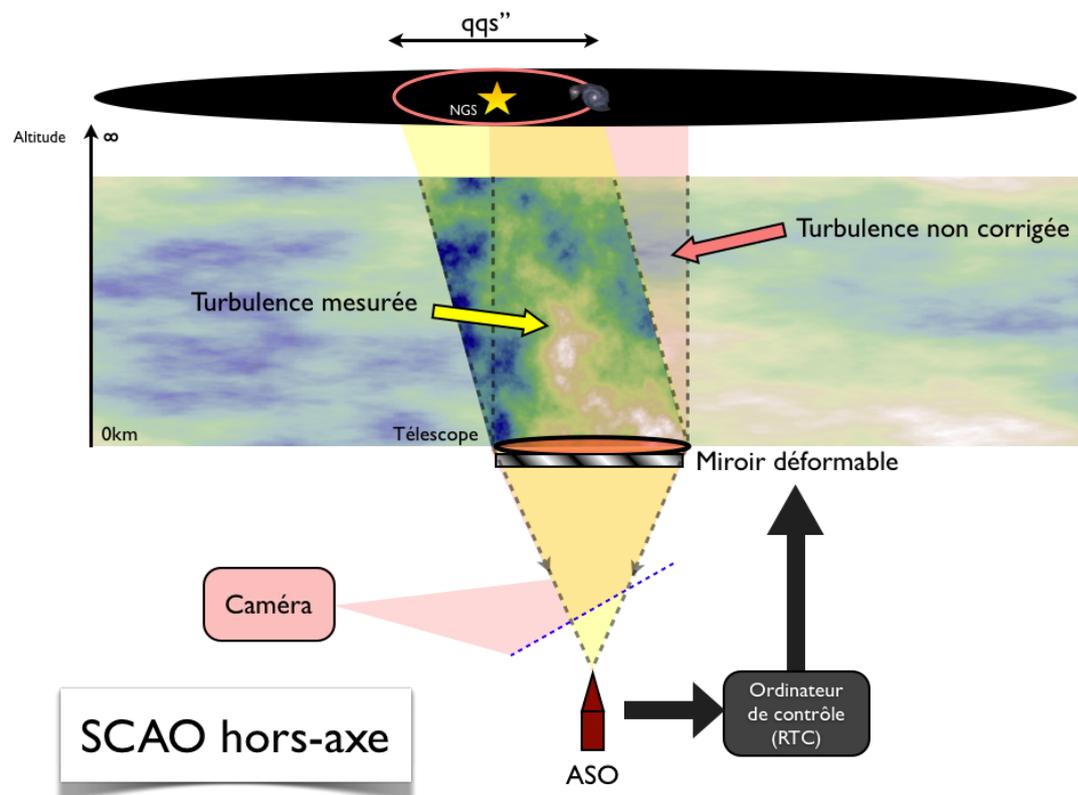


FIG. 2.18 – *Principe de l'anisoplanétisme.*

1992 [10], Fusco *et al.* 2000 [26]). L'angle anisoplanétique noté θ_0 caractérise deux fronts d'ondes turbulents provenant de deux sources séparées angulairement de l'angle θ_0 et dont la différence présente une variance de phase de 1 rad^2 . Le phénomène d'anisoplanétisme limite ainsi considérablement le champ de correction de l'optique adaptative classique, typiquement une dizaine de secondes d'arc en IR.



FIG. 2.19 – *Effet de l'anisoplanétisme. La correction devient de moins en moins bonne au fur et à mesure que la direction d'intérêt scientifique (ici une galaxie) s'éloigne angulairement de l'axe d'analyse.*

L'expression de l'angle anisoplanétique θ_0 est donnée par :

$$\theta_0 = 0.314 \cos(\zeta) \left(\frac{r_0}{\bar{h}} \right) \quad (2.37)$$

avec ζ l'angle zenithal et \bar{h} l'altitude moyenne pondérée du profil de turbulence défini par :

$$\bar{h} = \frac{\int z^{5/3} C_n^2(z) dz}{\int C_n^2(z) dz} \quad (2.38)$$

Notons la dépendance de l'angle anisoplanétique en $\lambda^{6/5}$ et surtout la dépendance de \bar{h} en $z^{5/3}$ signifiant que l'angle anisoplanétique θ_0 est d'autant plus faible que les couches sont hautes dans l'atmosphère. Cette dernière caractéristique illustre l'importance capitale des couches en altitudes sur la taille du champ corrigé.

2.8 Vers de nouveaux concepts d'optique adaptative

Afin de dépasser certaines limitations intrinsèques à l'OA classique, de nombreux concepts nouveaux sont apparus ces dernières années. Chacun de ces concepts possèdent leur propre sigles (LTAO, MOAO, MCAO...) et, dans le but de clarifier les choses, l'optique adaptative classique en boucle fermée est maintenant plus communément désignée sous le nom de SCAO pour Single Conjugate Adaptive Optics.

L'évolution actuelle des optiques adaptatives s'effectue vers 2 voies principales. Les OA dites à "performances extrêmes" et les OA qualifiées de "grand champ".

- La première a pour but d'augmenter considérablement la qualité de correction.
- La deuxième a pour but d'augmenter la couverture du ciel de l'OA classique (la SCAO donc) ainsi que son champ de correction limité par l'anisoplanétisme.

Un système d'ExAO⁴ (Extreme Adaptive Optics) a ainsi pour but de délivrer une qualité de correction très élevée (SR > 95%) pour s'affranchir le plus possible de la perturbation provoquée par l'atmosphère. Couplé à un coronographe, le but d'un tel système est d'arriver à détecter et visualiser une planète extrasolaire. Le système coronographique placé en aval du système d'ExAO, va atténuer la contribution de la lumière de l'étoile centrale pour faire ressortir les (rares) photons provenant de la planète à détecter.

Fondamentalement, un système d'ExAO ressemble à un système de SCAO en ayant poussé à l'extrême le nombre de degrés de liberté du système (nombre de sous-pupilles de l'ASO et d'actionneurs pour le miroir déformable) et fonctionnant à des vitesses très élevées (plusieurs Kilo-Hertz). On peut la considérer comme la « Ferrari » de l'OA.

Malgré son extrême qualité dans l'axe de correction, un système d'ExAO reste limité tout comme la SCAO à la taille du champ corrigé. Si ce phénomène n'est pas limitant pour la détection d'exoplanètes, l'étoile guide étant très proche angulairement de la planète à corriger (< 1"), cela peut l'être pour d'autres domaines scientifiques de l'astronomie qui nécessitent une haute résolution angulaire dans un large champ.

Ainsi l'autre voie actuellement développée, celle des OA "grand champ", se heurte en revanche à une limitation beaucoup plus fondamentale du principe de l'OA : l'anisoplanétisme, limitant très fortement le champ de correction.

2.8.1 Couverture du ciel ?

Comme je l'ai évoqué en section 2.7.7, l'anisoplanétisme limite très fortement la correction dès que l'étoile guide se place loin de la direction de correction. La première question à se poser est alors de savoir si il y a, statistiquement, suffisamment d'étoiles dans le ciel suffisamment proches et brillantes pour asservir le système d'optique adaptative et ainsi garantir une couverture du ciel de 100%.

Prenons un exemple simple. Il y a environ 6 millions d'étoiles dont la magnitude est inférieure (plus brillante) à 13, dont on suppose pour l'instant qu'elles sont réparties uniformément sur toute la surface du ciel.

⁴ou XAO

La surface du ciel est de : $2 \times 2\pi r^2 = 4\pi(360/2\pi)^2 = 41253$ degrés carrés soit 5.34×10^{11} secondes d'arc carrées.

Il y a donc une densité $\Sigma \approx 10^{-5}$ étoiles plus brillantes que magnitude 13 par secondes d'arc carré. Connaissant cette densité, on peut calculer la couverture du ciel⁵ d'un système d'OA nécessitant une étoile guide dans un cercle de rayon $r=40''$ autour de l'objet scientifique par :

$$\text{couverture du ciel} = 1 - \exp(-\Sigma \times \pi r^2) = 1 - \exp(10^{-5} \times \pi(40)^2) \approx 0.05 \quad (2.39)$$

La couverture du ciel d'un tel système d'optique adaptative est donc approximativement de 5%. En d'autres termes il y a environ 5% de chances pour qu'une étoile guide soit présente à une distance raisonnable de votre objet scientifique favori et que l'OA puisse améliorer de façon significative l'image de l'objet. Evidemment ce chiffre est *très faible*.

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 au pôles.

2.8.2 Vers la création d'étoiles artificielles

Comme nous venons de le voir, la couverture du ciel d'un système d'OA classique (de type SCAO) est limitée par la présence d'étoiles guides dites naturelles⁶ dans le champ scientifique d'intérêt. Afin de s'affranchir de cette faible couverture du ciel, l'idée est de créer une étoile artificielle, utilisant un laser pointé vers le ciel (Foy & Labeyrie 1985 [19]). L'immense avantage d'une étoile laser est qu'elle peut être librement pointée dans n'importe quelle direction du ciel résolvant ainsi le problème de trouver une étoile guide proche de la direction d'intérêt.

Des étoiles lasers⁷ de 2 types peuvent être utilisés (figure (2.20)) :

- Les étoiles laser de type Sodium qui excitent une couche de molécules de Sodium présente dans la haute atmosphère à environ 100km d'altitude (mésosphère terrestre). La couche de Sodium est d'une épaisseur variable d'environ 10km. La lumière observée provient de l'absorption de l'énergie émise par le laser qui change l'état d'excitation de la transition atomique D_2 des molécules de Sodium. Par désexcitation spontanée, l'énergie est réémise à la même fréquence que la fréquence d'émission ($\lambda = 589\text{nm}$, couleur orange).
- Les étoiles laser de type Rayleigh utilisent la diffusion Rayleigh (choc élastique) des atomes ou molécules dans l'atmosphère. L'émission induite par un laser induit un moment de dipôles qui est réémis à la même fréquence que la fréquence d'excitation. La diffusion Rayleigh étant proportionnelle à λ^{-4} , il est préférable d'utiliser de courtes longueurs d'ondes (UV, bleu ou vert) afin d'augmenter son efficacité.

⁵en supposant une statistique de Poisson

⁶Natural Guide Stars (NGS) en anglais

⁷Laser Guide Stars (LGS) en anglais

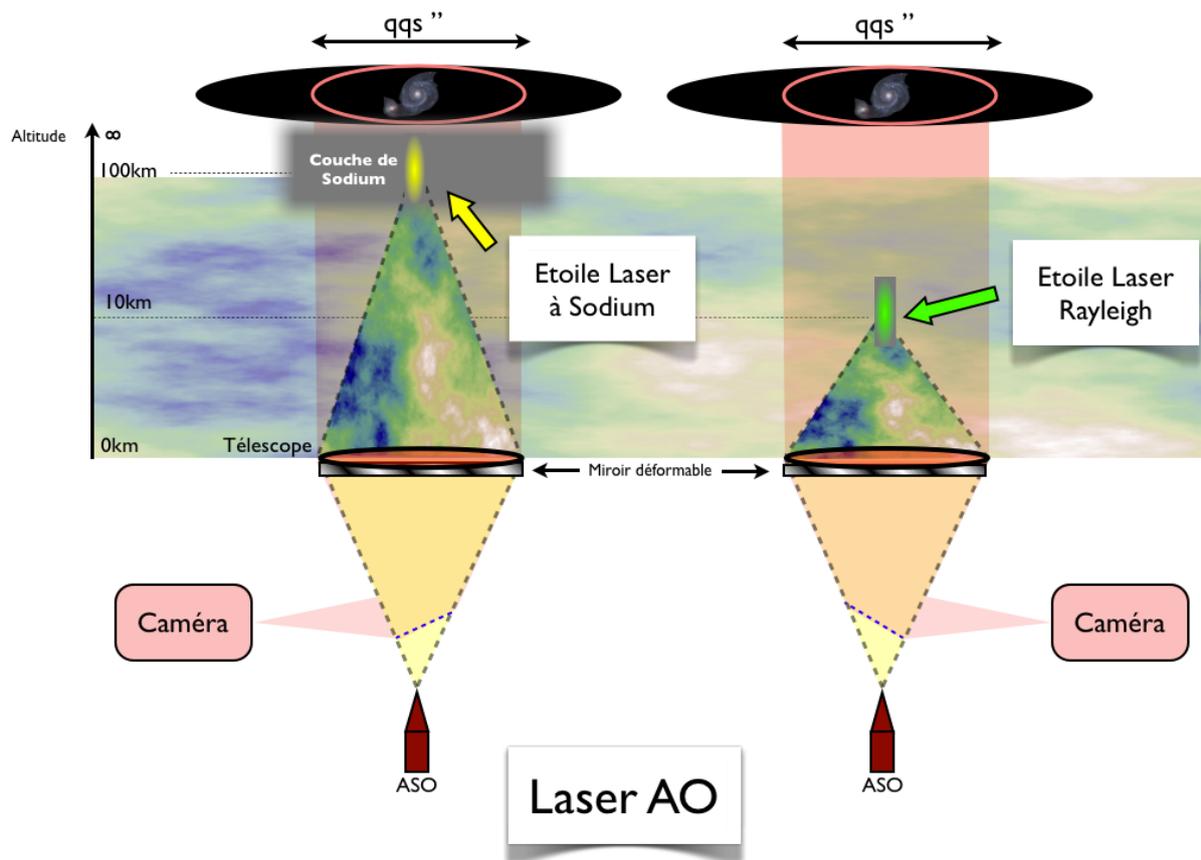


FIG. 2.20 – A gauche : Etoile laser de type Sodium. A droite : Etoile Laser de type Rayleigh. En vert la turbulence vue, en rouge la turbulence non vue à cause de l'effet de cône.

Il est important de noter qu'un système d'OA utilisant une étoile laser pour l'analyse du front d'onde perturbé par l'atmosphère ne pourra pas délivrer la même performance qu'avec une étoile naturelle. En effet l'étoile laser souffre de plusieurs défauts :

1. Les étoiles laser souffrent de *l'effet de cône*, dû au fait qu'elles ne sont pas focalisées à l'infini (Foy 2000 [21]). En effet, la lumière émise dans l'atmosphère ne sonde qu'un volume en forme de cône (voir figure (2.20)). Une partie de la turbulence à corriger est ainsi non-vue comparativement à la lumière provenant d'une étoile guide naturelle dans la même direction. Cet effet étant d'autant plus important que le diamètre du télescope est grand (Tallon & Foy 1990 [84]).
2. Le point source crée dans l'atmosphère n'est pas ponctuel mais allongé. Cet effet a des conséquences très importantes en terme de bruit dans l'analyse du front d'onde. Les spots créés par l'ASO n'étant pas ronds mais allongés dans une direction privilégiée. Je ne rentrerai pas dans les détails dans cette thèse, de nombreux sujets de recherche actuels en faisant état (Tallon et al. 2008 [86], Gilles & Ellerbroek 2006 [34], Thomas et al. 2008 [90]).
3. Une étoile laser ne peut pas aider à mesurer le tip-tilt (Pilkington 1987 [60], Sechaud et al. 1988 [80], Rigaut & Gendron 1992 [65]). En effet le temps de propagation de l'onde étant très inférieur au temps de cohérence de l'atmosphère, la déviation à l'aller est la même que celle au retour, et vu du télescope émetteur la position de l'étoile est donc fixe dans le ciel. Pour tout système avec étoile laser, au moins 1 étoile naturelle est requise pour la mesure du tip-tilt. Néanmoins la contrainte sur cette étoile naturelle est moins forte que dans le cas de la SCAO. Cette étoile ne servant qu'à mesurer le mode tip-tilt (qui est le mode de plus basse fréquence spatiale), elle peut donc être mesurée en pleine pupille et donc être moins brillante, les hauts ordres étant mesurés avec l'étoile laser. Enfin, citons le projet d'*Etoile Laser Polychromatique pour l'Optique Adaptative* (ELP-OA) qui a pour but de démontrer faisabilité de la mesure du mode tip-tilt par étoile laser (Foy et al. 1995 [20]).
4. Pour les étoiles laser de type Rayleigh, la densité d'atomes diminuant avec l'altitude, ce type d'étoile laser est limité à environ 8-12km d'altitude. Les couches d'atmosphère plus hautes que 10km ne seront donc pas vues et, par conséquence, non corrigées par l'OA.

Malgré ces défauts, les plus grands télescopes s'équipent actuellement d'étoiles laser (figure 2.21) qui permettent ainsi d'augmenter considérablement la couverture du ciel de l'OA. J'appellerai dans la suite les systèmes d'OA n'utilisant qu'une seule étoile laser, Laser AO (LAO).

Étoile Laser à Sodium (VLT-ESO)



First Light of the VLT Laser Guide Star

ESO PR Photo 07a/06 (23 February 2006)

© ESO



Étoile Laser Rayleigh (WHT-Durham)

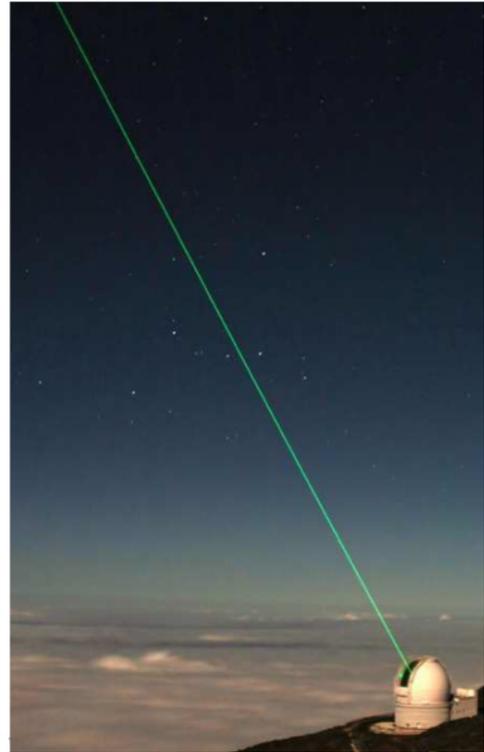


FIG. 2.21 – A gauche : Étoile laser de type Sodium au Very Large Telescope au Chili (Crédit ESO). A droite : Étoile Laser de type Rayleigh au William Herschel Telescope aux îles Canaries (Crédit WHT).

2.8.3 LTAO

L'utilisation d'une étoile laser seule ne peut pas donner une performance équivalente à celle délivrée par une étoile naturelle, en particulier à cause de l'effet de cône. Cet effet peut néanmoins être contourné en utilisant plusieurs étoiles laser qui, pointées autour de l'objet d'intérêt, permettent de sonder tout le volume de turbulence au dessus du télescope. Le principe est illustré en figure 2.22. Ce schéma impose alors une analyse multi-directionnelle de la turbulence, contrairement à la SCAO qui ne dispose que d'un seul ASO observant la lumière provenant d'une seule étoile guide. L'idée est d'utiliser autant d'ASO qu'il y a d'étoiles laser. Chacun d'entre eux observe la lumière provenant d'une étoile laser placée dans le champ. Chaque ASO va alors mesurer l'intégrale de la perturbation atmosphérique dans chaque direction d'analyse *hors de l'axe de correction*. Afin d'utiliser à bon escient toutes les mesures hors-axe on effectue une opération tomographique dont le but est de reconstituer la perturbation induite par chaque couche de l'atmosphère au dessus du télescope. Un fois connu le volume de turbulence dans chaque direction d'analyse, il faut alors reconstruire le volume de turbulence à corriger dans l'axe d'intérêt et appliquer la correction au miroir déformable. Je reviendrai en plus amples détails sur cette opération tomographique au chapitre 6.

Ce type d'optique adaptative, qui a pour but de fournir une correction équivalente à celle que pourrait fournir une SCAO dans l'axe avec étoile naturelle, est appelée *Laser Tomography Adaptive Optics* ou LTAO (Hubin *et al.* 2005 [42], Lloyd-Hart *et al.* [49], Baranec *et al.* 2006 [5]). Grâce à l'utilisation d'étoiles laser, elle a pour but de fournir une couverture du ciel (proche) de 100%.

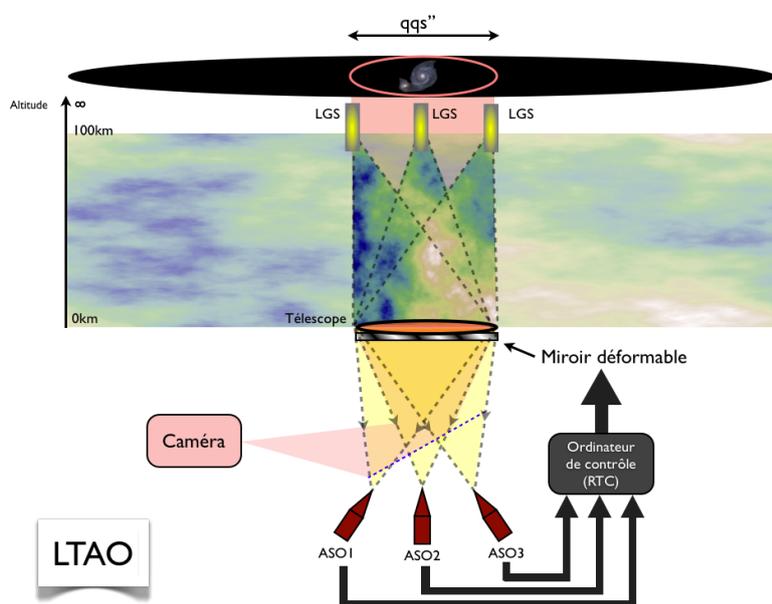


FIG. 2.22 – Principe de la LTAO (*Laser Tomography Adaptive Optics*).

2.8.4 Augmenter le champ de correction ?

La création d'étoiles laser permet donc d'augmenter considérablement la couverture du ciel, passant de quelques pourcents pour la SCAO avec étoile naturelle à, potentiellement, 100% pour la LAO et la LTAO. En revanche, les OA de type LAO et LTAO restent toujours limitées par la taille du champ de correction.

Nous avons vu en section 2.7.7 que l'anisoplanétisme limitait le champ de correction dans l'IR à environ une dizaine de secondes d'arc. De nouveaux concepts d'OA, multipliant à loisirs le nombre d'étoiles laser et de miroirs déformables ont récemment vu le jour, ayant pour but d'augmenter considérablement le champ de correction.

J'ai brièvement introduit dans le principe de la LTAO, l'opération de tomographie qui est chargée à partir des mesures effectuées par les ASO hors-axe de reconstituer le volume de turbulence au dessus du télescope et d'être capable de le projeter dans n'importe quelle direction d'intérêt. Grâce à cette opération il suffit en principe de multiplier et d'éloigner la position des étoiles laser dans le champ afin de sonder un plus grand volume d'atmosphère (cf figure 2.23).

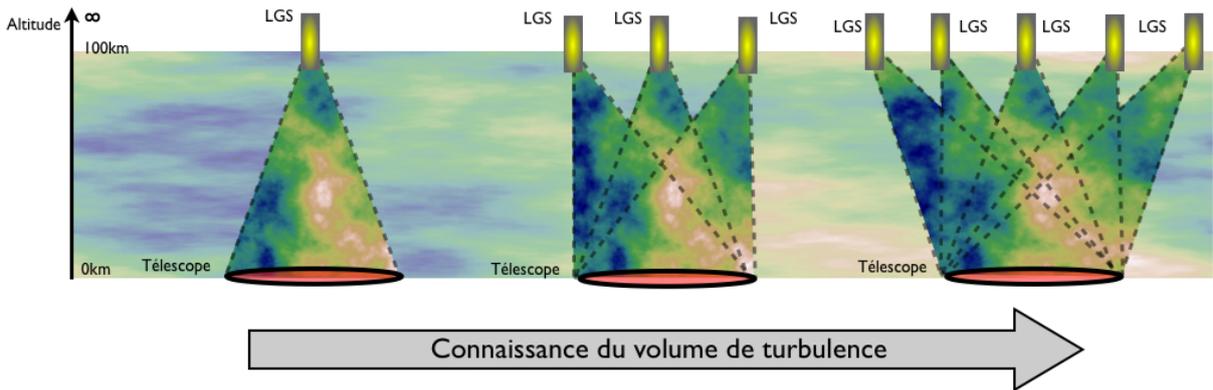


FIG. 2.23 – En multipliant le nombre d'étoiles guides, le volume de turbulence sondé augmente.

En supposant que nous maîtrisons parfaitement cette opération tomographique et que nous soyons donc capables de bien connaître le volume de turbulence au dessus du télescope, il reste maintenant à pouvoir le corriger. Pour cela il faut tenir compte du phénomène de la profondeur de couche accessible au miroir déformable.

Le miroir déformable peut corriger les fréquences spatiales jusqu'à la fréquence de coupure $f_{coup} = 1/2d_{act}$, avec d_{act} la distance inter-actionneur. Néanmoins, la fréquence spatiale accessible par un miroir déformable est dépendante du champ α de correction, de l'altitude h de la couche à corriger et de l'altitude de conjugaison du miroir déformable h_{MD} par (Rigaut *et al.* 2000 [66], Ragazzoni 2002 *et al.* [63]) :

$$f(h) = 1/(\alpha|h - h_{MD}|) \quad (2.40)$$

Le miroir déformable a alors accès à l'espace des fréquences spatiales à des altitudes différentes. Plus le miroir déformable est à une altitude de conjugaison éloignée de la couche turbulente, moins la correction est efficace et plus la fréquence spatiale maximale corrigée diminue. De même, plus l'angle de correction α est grand, moins la correction est efficace. Cet effet est illustré par la figure 2.24.

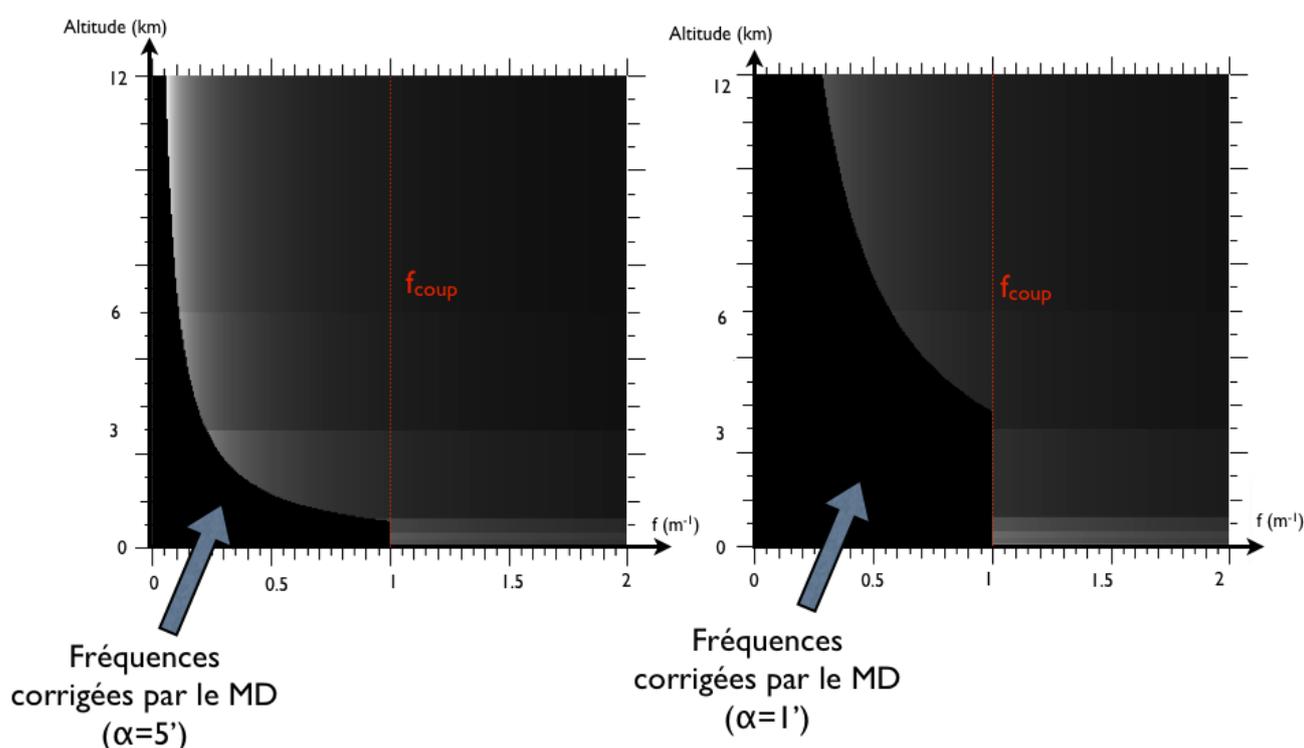


FIG. 2.24 – Fréquences spatiales corrigées en fonction de l'altitude par un miroir déformable conjugué au sol dont la fréquence de coupure est de $f_{coup} = 1\text{m}^{-1}$ et devant corriger un champ de $5'$ (à gauche) ou $1'$ (à droite). La force de la turbulence résiduelle est codée en niveaux de gris du plus fort (blanc) au plus faible (en noir). Le miroir déformable corrige une zone plus importante lorsque le champ de correction est réduit.

On constate ainsi qu'un seul miroir déformable ne peut corriger totalement toute la turbulence (tout du moins jusqu'à sa fréquence de coupure f_{coup}) que dans le champ délimité par l'anisoplanétisme soit le cas de la SCAO « dans l'axe ». Lorsque l'on désire augmenter le champ de correction ($\alpha \neq 0$) tout en n'utilisant qu'un seul miroir déformable, une perte de performance est inévitable. Celui-ci n'ayant alors accès qu'à une épaisseur de couche finie dans l'atmosphère avec la résolution suffisante pour la corriger.

2.8.5 GLAO

Un premier concept d'OA grand champ (Rigaut 2001 [67], Rigaut 2002 [68], Tokovinin 2004 [91]) consiste à utiliser un miroir déformable conjugué optiquement à 0m d'altitude (au sol). A cause de l'effet de profondeur de champ (cf section précédente), seule la couche la plus basse sera ainsi corrigée dans tout le champ. C'est le moyen « le plus simple » d'augmenter la correction dans un champ très large. On parle alors de GLAO (Ground Layer adaptive Optics) ou de correction d'OA de la couche au sol. Du fait de son très grand champ, le concept de GLAO peut utiliser des étoiles naturelles ou laser réparties dans le champ scientifique afin d'effectuer l'analyse de front d'onde. En réalité, du fait de l'utilisation d'un seul miroir déformable, la correction fournie par le système délivre plus une amélioration du seeing (d'un facteur 2-3) que d'une correction d'optique adaptative très grand champ au sens « limité par la diffraction ». En effet, le fait de ne pas corriger les couches turbulentes en altitude dégrade très significativement les performances d'un tel système. Le principe de la GLAO est illustré figure 2.25.

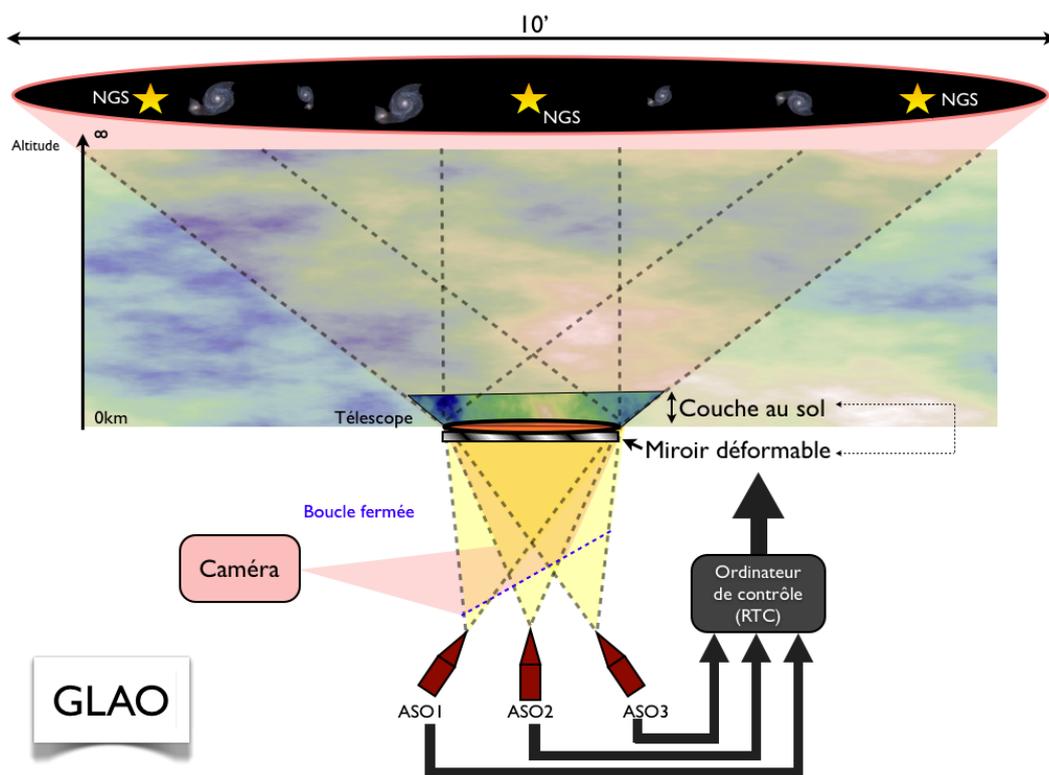


FIG. 2.25 – Principe de la GLAO (Ground Layer Adaptive Optics). Seule la couche au sol est corrigée et cette correction est valide dans tout le champ.

2.8.6 MCAO

Un deuxième concept d'OA grand champ proposé par Beckers (1988 [6]) à la suite d'une idée de Dicke (1975 [15]) est d'utiliser plusieurs miroirs déformables conjugués optiquement à des altitudes différentes de l'atmosphère. On parle alors de système d'optique adaptative multi conjugué (Ellerbroek 1994 [17], Tallon *et al.* 1992 [85], Johnston & Welsh 1994 [43], Fusco *et al.* 2000b [27]) ou MCAO (Multi-Conjugate Adaptive Optics). Le principe de la MCAO est illustré en figure 2.26 dans l'approche dite "Star Oriented" (Ragazzoni *et al.* 2000 [62], Ragazzoni *et al.* 2002 [63]).

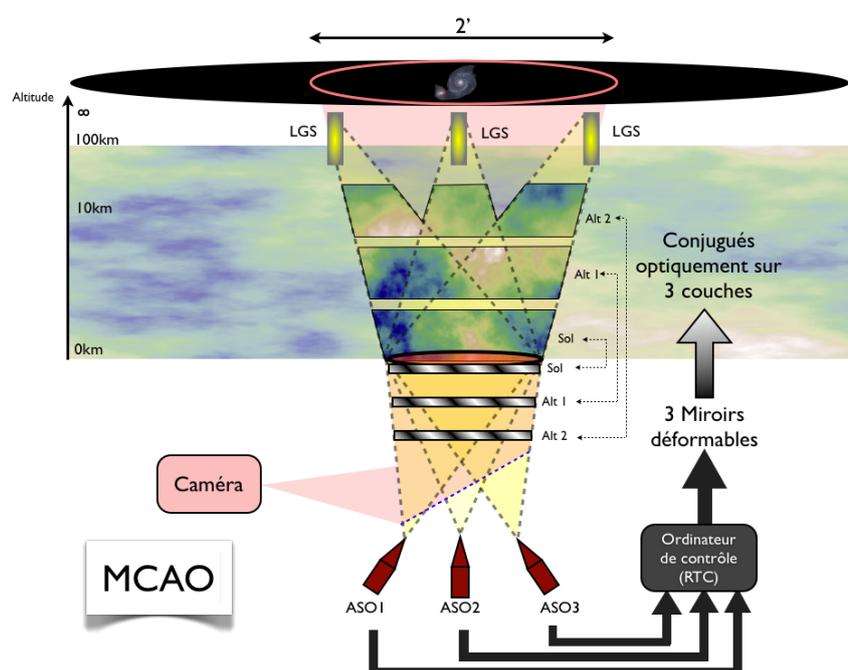


FIG. 2.26 – Principe de la MCAO (Multi-Conjugate Adaptive Optics). Exemple avec 3 miroirs déformables. Chacun des miroirs effectue sa correction à une altitude différente dans l'atmosphère.

Un tel système utilise typiquement 3 miroirs déformables : 1 conjugué optiquement à la couche au sol (0m) et 2 autres conjugués à des altitudes correspondant aux couches les plus turbulentes de l'atmosphère sur le site d'observation (ex : 3000m et 9000m). Comme dans le cas de la LTAO, l'utilisation d'étoiles laser permet de s'affranchir du problème de la couverture du ciel. On note que cette configuration exige que les miroirs déformables conjugués en altitude disposent d'un nombre d'actionneurs plus important que celui au sol car ils doivent couvrir une surface plus importante en altitude (qui est fonction du champ corrigé). La correction fournie par un système MCAO a pour but d'être la plus uniforme possible dans le champ tout en étant de l'ordre de grandeur de la SCAO, c'est à dire significativement plus élevée que la GLAO.

2.8.7 Limitations de la MCAO pour une correction très grand champ sur les ELTs

La correction en MCAO est généralement limitée à un champ d'environ 2 minutes d'arc ce qui correspond à un bon échantillonnage du volume turbulence avec 3 miroirs déformables sur un télescope de la classe des 8-10m. Sur un ELT, au delà de cette limite, la correction par un système MCAO entraîne l'utilisation d'un nombre de miroirs déformables très important (> 10) à cause de l'effet de profondeur de couche (cf section 2.8.4). De plus le nombre d'actionneurs nécessaires pour les miroirs conjugués en altitude devient également très important (100×100 actionneurs et plus). On peut alors se poser la question sur la disponibilité technique de tels miroirs.

Un système de type MCAO impose de transporter tout le champ à corriger vers chacun des éléments du système (tous les ASOs et MDs). Pour de larges champs corrigés ($> 2'$) la MCAO se heurte également à une limitation physique. Suivant la taille du champ à corriger et le diamètre du télescope utilisé, il peut devenir difficile de transporter tout le champ dans l'instrument tout en respectant le principe de l'invariant de Lagrange, illustré en figure 2.27. Ce principe repose sur l'invariance de l'étendue de faisceau captée par le télescope $D \times \theta$ et celui transporté dans tout l'instrument $D' \times \theta'$.

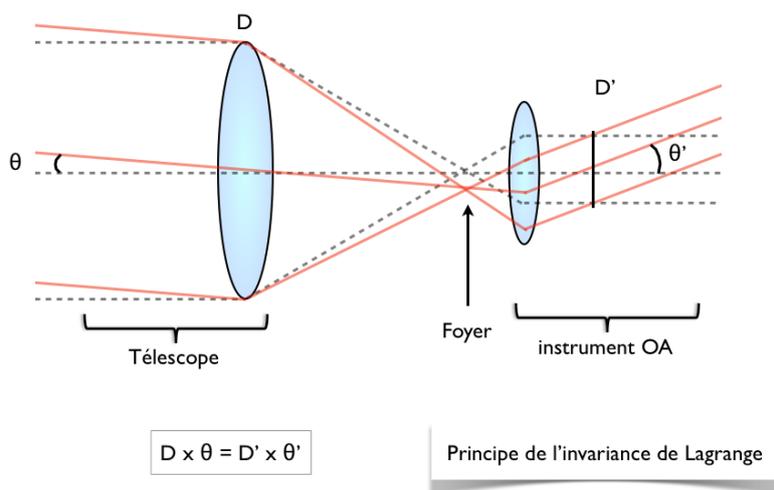


FIG. 2.27 – Principe de l'invariance de Lagrange.

Exemples :

- $D=8\text{m}$, $D'=20\text{cm}$ et $\theta = 2'$ donne un angle $150 \times 2' = 1.33^\circ$
- $D=42\text{m}$, $D' = 20\text{cm}$ et $\theta = 2'$ donne un angle $210 \times 2' = 7^\circ$.
- $D=42\text{m}$, $D' = 20\text{cm}$ et $\theta = 5'$ donne un angle $210 \times 5' = 17.5^\circ$.

On voit qu'un télescope de la classe des ELT ($D = 42\text{m}$) utilisant des miroirs déformables de taille $D' = 20\text{cm}$ (taille raisonnable) et voulant corriger un champ de $5'$ mène à un angle de sortie θ' dans l'instrument extrêmement grand (17.5°). Ces angles de sortie

imposent des contraintes très importantes sur des composants optiques de grande taille et devant conserver une qualité optique irréprochable pour des angles d'ouverture extrêmes.

Malgré cette limitation physique, imaginons que nous voulions quand même placer dans l'instrument 2 miroirs déformables conjugués à 2 altitudes différentes et distantes de δh . Il faut alors respecter la conservation de l'angle solide entre ces deux couches soit :

$$S.\Omega = \frac{D_{tel}^2}{\delta h} = \frac{D_{MD}^2}{\delta h_{MD}} \quad (2.41)$$

avec D_{MD} la taille des miroirs déformables et h_{MD} la distance entre les 2 miroirs dans l'instrument.

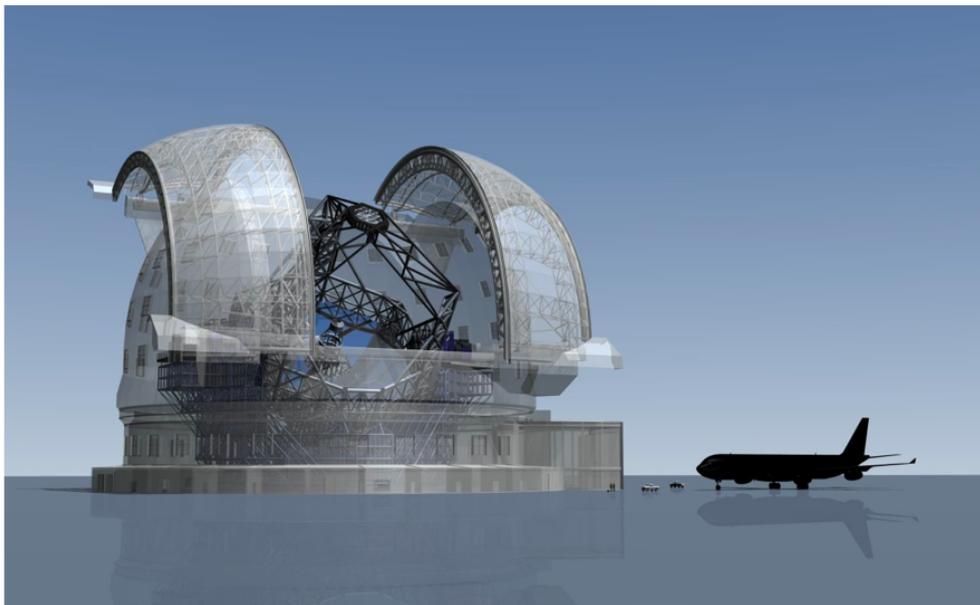
Exemple :

Prenons $D_{tel} = 42m$, et 2 miroirs déformables conjugués à 2 altitudes distantes de $\delta h = 3000m$ et $D_{DM} = 20cm$. On a alors :

$$\delta h_{DM} = \frac{D_{MD}^2 \cdot \delta h}{D_{tel}^2} = \frac{0.2^2 \cdot 3000}{42} \approx 7cm \quad (2.42)$$

Les deux miroirs déformables doivent alors être placés dans l'instrument à une distance de $\approx 7cm$ l'un de l'autre. Dans ces conditions, il est alors extrêmement difficile de faire passer un faisceau optique entre ces deux miroirs sans incliner exagérément l'angle d'incidence des MD par rapport à l'axe optique. De plus, le miroir déformable n'est alors pas conjugué sur toute sa surface à la même altitude, rendant pour le moins (très) problématique la commande à envoyer pour effectuer la correction adéquate. Même en voulant augmenter la taille du miroir, prenons par exemple deux miroirs déformables de grande taille avec $D_{MD} = 1m$ on aboutit à une distance de $\delta h_{DM} = 1.7m$.

On le voit, corriger un grand champ avec un système de MCAO est très problématique, particulièrement sur un ELT. Même si un tel instrument n'est pas complètement impossible, on peut néanmoins légitimement se poser la question sur le prix à payer en terme d'efforts techniques à fournir, de complexité du système et de son impact sur son coût final.



European Extremely Large Telescope (E-ELT)

FIG. 2.28 – *Vue d'artiste du futur télescope européen, l'E-ELT. Une description du télescope est présentée en annexe A.*

Deuxième partie

L'optique adaptative multi-objet (MOAO)

Chapitre 3

Besoins et contexte

J'ai montré à la fin du chapitre précédent qu'il est difficilement envisageable d'obtenir une correction par un système d'OA de type MCAO pour un champ plus important que 2 minutes d'arc sur un ELT. Je vais revenir dans un premier temps sur la problématique scientifique qui a conduit à imaginer un autre système d'OA différent de ceux déjà abordés dans le chapitre précédent. Je parlerai ensuite de la solution technique qui est envisagée et connue sous le nom de MOAO.

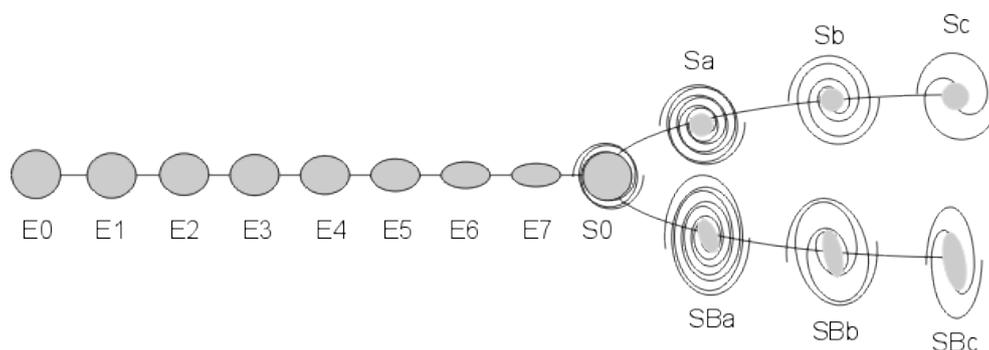
3.1 De la problématique scientifique...

L'étude de la formation des galaxies remonte à Hubble (1936) qui étudie un échantillon d'environ 400 galaxies observées dans le visible. A partir de ses observations, il propose la célèbre *classification de Hubble* fondée sur une analyse morphologique des galaxies. Une illustration de cette classification est proposée en figure 3.1. Il distingue 3 grandes catégories qui sont les galaxies Elliptiques (E), les galaxies Spirales (S) et Spirales Barrées (Sb) et enfin les galaxies Irrégulières (Ir).

Cette analyse a connu un certain succès grâce à la grande corrélation entre la morphologie et d'autres grandeurs physiques telles que la couleur. Les galaxies spirales sont ainsi plutôt bleues et renferment des étoiles jeunes alors que les elliptiques sont plus rouges et renferment des étoiles plus anciennes. La répartition des galaxies déduite de ce critère morphologique est d'environ 65% de spirales, 31% d'elliptiques, et moins de 4% pour des galaxies irrégulières (Marzke *et al.* 1998 [53]).

Néanmoins l'étude proposée se restreint à l'univers local (proche de la Terre) car elle nécessite une bonne résolution afin d'identifier le type de galaxie. Il faut attendre les années 90 avec le télescope spatial américain Hubble (non limité par la turbulence atmosphérique) pour commencer à résoudre des galaxies de plus en plus lointaines. Vers la fin des années 90 la classe des télescopes au sol de 8-10m a permis d'apporter l'information spectrale manquante qui était nécessaire afin d'étudier la composition chimique et la dynamique de ces galaxies.

Les observations effectuées, notamment grâce au fameux *Hubble Deep Field*, ont alors

FIG. 3.1 – *La séquence de Hubble.*

démonstré que les fractions de populations des galaxies ont beaucoup évolué en fonction de la distance à laquelle elles se situent par rapport à la Terre *et donc à leur âge* (Abraham et al. 1996a [1]).

Pour des objets très lointains, l'unité de mesure de distance généralement adoptée est le « RedShift » (ou décalage vers le rouge) noté z de l'onde lumineuse détectée. Ce décalage est du à la différence de vitesse entre l'objet observé et l'observateur (effet Doppler). C'est une unité de mesure de distance et donc d'âge dans l'espace puisque la vitesse de la lumière est finie. Un décalage vers le rouge de $z = 0$ correspond à notre univers actuel local. Les galaxies les plus lointaines actuellement détectées sont proches de $z = 7$ (galaxie ayant 6% de l'âge actuel soit 750 Millions d'années après le Big-Bang).

Au delà d'un décalage vers le rouge $z > 0.6$, la distribution des types de galaxies ne correspond plus à celui de notre univers local (Conselice *et al.* [13]). Ainsi, la proportion des galaxies spirales chute à 20% à $z = 1.5$ tandis que les galaxies irrégulières sont présentes à plus de 40%, cette proportion semblant encore augmenter avec le *redshift*. La proportion des galaxies elliptiques est relativement stable à 25% jusqu'à $z \approx 2$ avant une baisse à moins de 10% pour $z > 2$. Les galaxies irrégulières se seraient donc formées plus tôt comparativement aux galaxies elliptiques et spirales.

Les observations ont également suggéré que la taille moyenne des galaxies diminue avec le redshift et qu'elles semblent former plus d'étoiles que les galaxies actuelles. La question est donc de savoir quels sont les processus responsables de la formation des galaxies spirales et elliptiques telles nous les observons aujourd'hui. Plus généralement, il s'agit de mieux comprendre l'évolution des galaxies depuis les premières, formées juste après le big-bang jusqu'à celles présentes aujourd'hui dans notre univers local.

Compte tenu de la complexité du problème, et afin de contraindre les modèles théoriques mis aux point, il est nécessaire d'observer un grand échantillon de galaxies en étudiant leur morphologie ainsi que leur dynamique. Le programme IMAGES (Intermediate MASS Galaxies Evolution Sequence) a ainsi été crée afin de regrouper les données photométriques et spectrales de nombreux instruments tels que GIRAFFE (spectrographe à intégrale de champ/ VLT), FORS 2 (Spectrographe / VLT), ACS (imageur / HST), le satellite Spitzer qui fournit des observations IR lointain (de $3.6\mu\text{m}$ à $24\mu\text{m}$) et les télescopes spatiaux

XMM-Newton et Chandra qui fournissent les données en longueurs d'ondes X.

Grâce à cet échantillon d'environ une centaine de galaxies, de nombreux modèles théoriques ont été développés afin d'expliquer leur évolution jusqu'à aujourd'hui. Je ne rentrerai pas dans les détails, cette partie ne faisant pas partie du cadre de ma thèse. Il est néanmoins important de savoir que même si notre connaissance globale du scénario d'évolution des galaxies commence à prendre forme, il n'en reste que partiel. Actuellement il n'est en effet possible d'expliquer l'évolution individuelle de chaque galaxie que pour des $z < 1$. La majorité des étoiles et éléments chimiques s'étant formée entre $0.5 < z < 3$, il est maintenant nécessaire d'apporter de nouvelles observations détaillées pour des galaxies lointaines ($1 < z < 5$) afin de compléter la connaissance du processus d'assemblage des galaxies. En prenant en compte que la taille angulaire diminue avec la distance mais aussi que la taille réelle des galaxies diminue également avec le redshift, la taille des galaxies à observer est alors inférieure à $1''-0.7''$ c'est à dire de l'ordre de la tache de seeing dans un site astronomique. Il devient alors nécessaire d'observer ces galaxies lointaines à haute résolution spatiale pour analyser leur morphologie tout en apportant l'information sur un large spectre.

L'avènement du futur (très) grand télescope européen (E-ELT) permettra de reproduire la même analyse que celles actuellement menées sur les galaxies $z < 1$ mais pour des galaxies au moins aussi lointaines que $z = 4$, c'est à dire des galaxies ayant à peine 20% de l'âge de l'univers actuel. Pour cela l'instrument capable d'effectuer de telles observations devra combiner haute résolution angulaire, fournie par un système d'optique adaptative, mais également l'information spectrale fournie par un spectrographe à intégrale de champ également connu sous le nom d'IFU (Integral Field Unit).

De plus, les galaxies lointaines étant très peu lumineuses (magnitude > 19) il est alors nécessaire d'effectuer des poses de l'ordre de 8 heures et possiblement au delà. La nécessité d'observer plusieurs dizaines de galaxies dans un même champ est alors primordiale afin d'établir des échantillons statistiques fiables. Les champs typiques d'observations devant alors permettre d'observer pour chaque pose environ 20 galaxies corrigées à haute résolution, soit un champ typique d'au moins 5 minutes d'arc (Hammer *et al.* (2002 [40])).

3.2 A la solution technique...

3.2.1 La MOAO

Comme nous venons de le voir, l'observation des galaxies lointaines sur un ELT nécessite la réalisation d'un instrument équipé d'optique adaptative couplée à un spectrographe à intégrale de champ (IFU). Néanmoins un tel instrument doit satisfaire la contrainte *extrêmement* forte dans son design final de corriger 20 galaxies de tailles individuelles inférieures à une seconde d'arc dans un très large champ d'un minimum de $5'$ de diamètre. De plus, afin de ne pas être gêné par la lumière provenant d'étoiles présentes dans le champ, cet instrument doit être capable d'observer dans des zones très peu denses en étoiles. Ceci à un impact immédiat sur l'OA : le nombre d'étoiles guides disponibles pour asservir le système est d'un nombre de grandeur inférieur à ce qu'il est dans le plan galactique. Étant

donné les chiffres cités en section 2.8.1 ce chiffre est très faible.

Ce dernier point n'est pas un facteur limitant en soit si on considère une optique adaptative de type LTAO. En effet un instrument de type LTAO est capable d'observer dans des zones peu denses en étoiles naturelles grâce à l'utilisation d'étoiles laser (cf section 2.8.3). Le problème est que la correction fournie est alors limitée, comme en SCAO, par l'anisoplanétisme à un champ de quelques secondes d'arc. Dans le cadre scientifique qui nous intéresse ici, seule une galaxie sera corrigée par pose, ce qui fait un échantillon d'études statistiques pour le moins (très) restreint...

La difficulté provient donc de la multiplication du nombre d'objets scientifiques à observer et à corriger dans un champ très grand. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, une optique adaptative de type MCAO ne peut pas corriger un champ aussi large notamment à cause du problème du transport du champ et reste limité à environ 2 minutes d'arc (soit une surface 6 fois moins importante)!

La solution technique proposée qui a pour but de dépasser ces limites tire parti de la petite taille angulaire des galaxies à corriger ($<1''$). Le principe repose sur la *segmentation du champ* total en zones individuelles de correction limitées par l'anisoplanétisme. L'idée sous-jacente étant de mettre autant de miroirs déformables qu'il y a de galaxies à corriger dans le champ. Le principe est proposé en figure 3.2.

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, il n'est alors plus nécessaire de transporter le champ entier vers chaque sous-système. On prélève 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 un IFU. Chaque direction d'intérêt scientifique est donc corrigée individuellement par un seul miroir déformable qui sera capable de corriger tout le volume de turbulence. Le sous-champ ainsi corrigé est limité par l'anisoplanétisme (comme en SCAO) et par les données qu'on envoie au miroir bien sûr. En multipliant le nombre de miroirs déformables dans les différentes directions d'intérêt, on multiplie alors le nombre d'objets scientifiques individuellement corrigés simultanément. On parle alors d'optique adaptative multi-objet, ou MOAO pour Multi-Object Adaptive Optics (Gavel *et al.* 2004 [28]).

Il y a cependant un prix à payer pour découpler chaque voie d'analyse et de correction : il faut placer les analyseurs de surface d'onde *avant* les miroirs déformables. Les analyseurs de surface d'onde pilotent alors les miroirs déformables sans rétroaction optique, c'est à dire, *en aveugle*. On dit alors que *le système fonctionne en boucle ouverte*, contrairement aux systèmes SCAO, LTAO, MCAO et GLAO qui fonctionnent dans le schéma classique de boucle fermée. Enfin, comme en LTAO et MCAO, la MOAO utilise des étoiles lasers afin de s'affranchir du problème de la couverture du ciel. La figure 3.3 illustre le principe général de la MOAO.

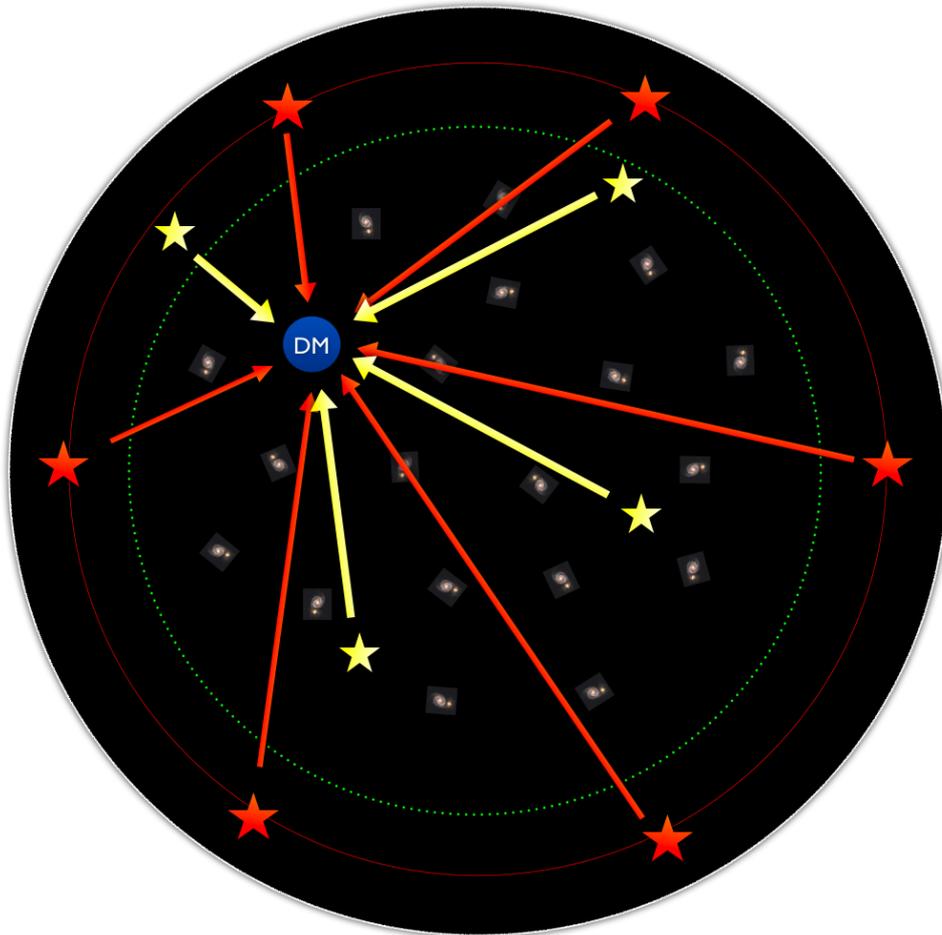


FIG. 3.2 – Principe de la correction d'un instrument de MOAO dans le champ. Le principe est illustré dans la direction d'une seule galaxie. La correction est effectuée par un seul miroir déformable qui ne corrige que dans la direction spécifique de la galaxie. L'information sur le volume de turbulence est apporté grâce à des étoiles lasers (Orange) 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 Oranges et Jaunes). Il en est de même pour chacune des galaxies présentes dans le champ.

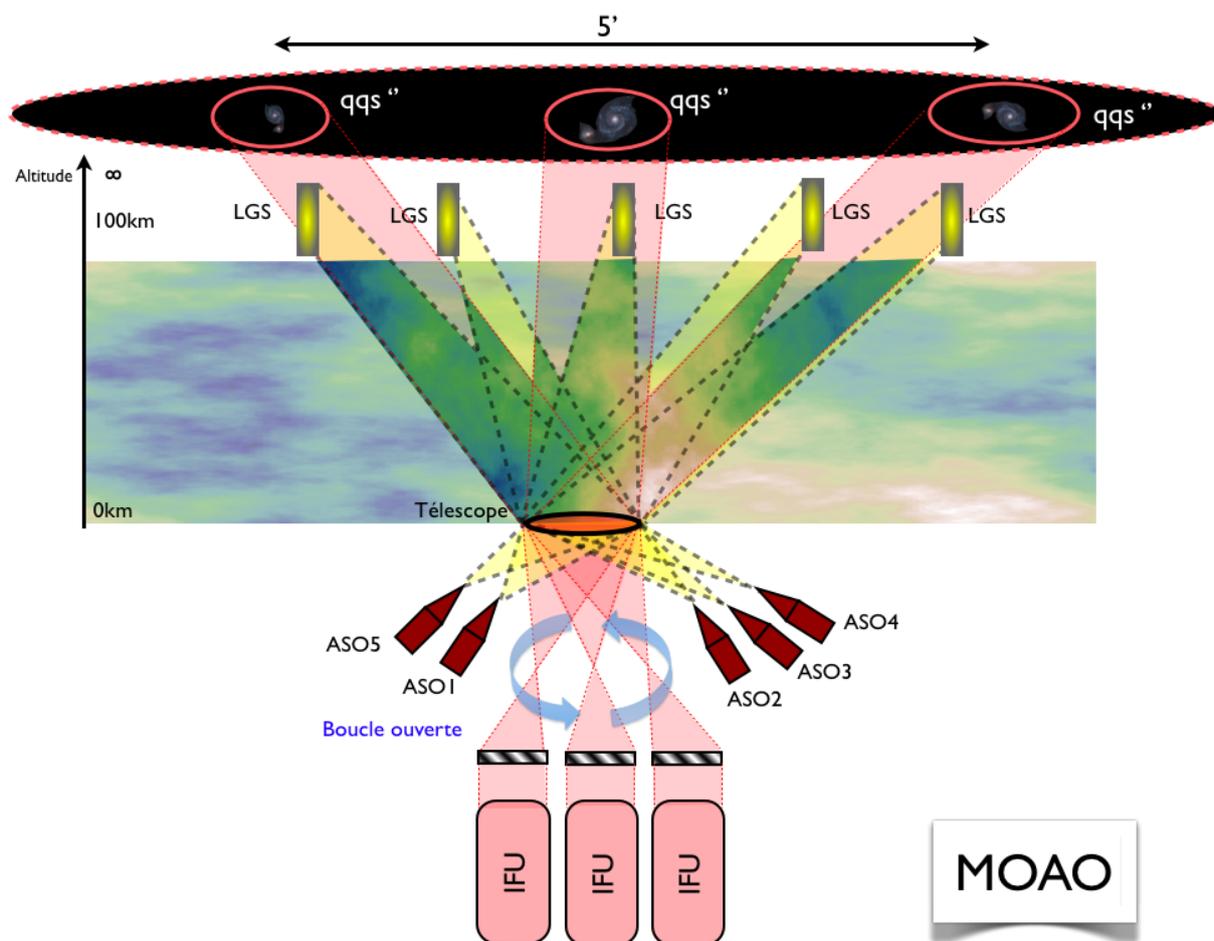


FIG. 3.3 – Principe de la MOAO (Multi-Object Adaptive Optics). Dans un champ très large (5') on ne corrige individuellement que les zones d'intérêt scientifique (galaxies). La correction est effectuée dans chaque direction par un unique miroir déformable piloté en boucle ouverte. En multipliant les voies scientifiques (miroir déformable + IFU) on multiplie le nombre de galaxies corrigées en une seule pose.

3.2.2 EAGLE : l'instrument de MOAO sur l'ELT européen.

Le premier concept d'instrument proposant une architecture de type MOAO fut proposé par Hammer *et al.* (2002 [40]) sous le nom de FALCON pour le télescope VLT (Very Large Telescope de l'ESO au Chili). Malheureusement ce concept fut jugé trop novateur pour l'époque. Le principe a néanmoins été retenu sur le futur l'E-ELT sous le nom de EAGLE (Cuby *et al.* 2008 [14]). A l'heure où j'écris ces lignes (fin 2009), EAGLE est en fin de phase A (étude préliminaire) et regroupe un important consortium franco-anglais composé de l'observatoire de Marseille (LAM), PI de l'instrument, l'ONERA, l'observatoire de Paris-Meudon (LESIA-GEPI), l'université de Durham et le centre Astronomique de Grande Bretagne (UKATC).

EAGLE est un spectrographe multi-objet à intégrale de champ (IFU) opérant dans le proche infrarouge et assisté par une correction d'optique adaptative de type MOAO. Cet instrument est dédié à l'étude des galaxies lointaines mais pas seulement. On peut citer comme autres champs scientifiques rentrant dans le cadre de l'étude de EAGLE : l'étude du centre galactique, l'étude des noyaux actifs de galaxies (AGN), détection des galaxies primordiales...

Le design préliminaire de EAGLE prévoit actuellement 11 voies d'analyses et 16 voies de corrections. Les ASO présents dans chacune des voies d'analyses mesureront la lumière provenant de 6 étoiles lasers ainsi que 5 étoiles naturelles réparties dans le champ ($m > 17$). Une étude sur le positionnement géométrique des étoiles laser dans le champ (Neichel 2008 [56]) montre que la meilleure configuration consiste à les placer sur un cercle de 7.5 minutes d'arc de diamètre entourant le champ de 5' à corriger. Cette configuration facilite également l'extraction de la lumière provenant des LGS en amont du plan focal du télescope. L'utilisation d'étoiles naturelles présentes dans le champ permettra de rajouter l'information sur le tip-tilt, ce mode n'étant pas mesurable avec des étoiles lasers (cf section 2.8.2). Les étoiles naturelles compléteront également l'information sur les hauts ordres de la turbulence et permettront de mieux sonder le volume de turbulence en particulier pour lutter contre l'effet de cône (cf section 2.8.2). Une étude est actuellement en cours afin de savoir quel type d'ASO sera utilisé sur EAGLE, en particulier les 6 ASO pointés vers les étoiles laser. Dans le cas d'un Shack-Hartmann, le nombre de sous pupilles utilisées seraient de 84×84 ($r_0 = 50\text{cm}$ en bande K).

Dans un schéma de type MOAO, l'utilisation de 16 voies de correction impose 16 miroirs déformables. Chacun d'entre eux est piloté en boucle ouverte à partir des informations mesurées par les 11 ASO disponibles. Une prédiction tomographique de la turbulence au dessus du télescope est effectuée puis projetée pour chacune des 16 directions spécifiques de correction. Des miroirs déformables de 84×84 actionneurs seront alors utilisés.

L'extraction de la lumière provenant des étoiles naturelles et des cibles scientifiques (galaxies) sera effectuée par des miroirs de renvoi positionnés dans le plan focal du télescope. Évidemment comme la position des étoiles naturelles et des galaxies varie dans le champ suivant les observations, ces miroirs doivent être déplaçables dans tout le champ au niveau du plan focal du télescope. Tous les éléments optiques seront conjugués au miroir M4 de l'E-ELT qui est le miroir déformable du télescope.

Paramètre	Requis	Commentaire
Champ de vue scientifique	5' en diamètre	Équivalent à 7' en surface
Longueur d'onde	0.8 à 2.5 μ m	Voie scientifique
Résolution spatiale	30% d'Énergie Encerclée (EE) dans 75mas	En bande H (1.65 μ m)
Résolution spectrale	4000 - 10000	Délivrée par le spectrographe
Nombre de cibles scientifiques	16	Déployables dans tout le champ scientifique.
Champ de vue d'1 IFU	1.5'' \times 1.5''	1 IFU par galaxie cible
Nombre d'étoiles guides	11 (6 LGS + 6 NGS)	LGS réparties sur un cercle de 7.5' de diamètre
Nombre d'actionneurs d'un miroir déformable	84 \times 84	1 miroir déformable par voie scientifique
Vitesse de la boucle d'OA	250 Hz	
Couverture du ciel	90%	A la latitude galactique b=60° et en bande R

TAB. 3.1 – Résumé des principaux paramètres requis pour l'instrument EAGLE sur l'E-ELT.

3.2.3 Discussion sur les challenges de la MOAO

Les challenges de la MOAO sont nombreux. Certains sont communs avec d'autres types d'optique adaptative : l'analyse du front d'onde avec étoiles laser (LTAO et MCAO), prise en compte de l'effet fratricide entre étoiles laser (LTAO et MCAO), la prédiction tomographique de la turbulence optimisée dans une direction donnée (LTAO)... D'autres difficultés proviennent de l'interaction avec le télescope ou de son environnement : utilisation des miroirs de correction M4 et de stabilisation du champ M5 dans la boucle d'OA (boucle semi-fermée), prise en compte des vibrations (très importantes) du télescope, prise en compte des mesures externes du profil de turbulence $C_n^2(h)$...

Enfin, certains challenges sont plus spécifiques à la MOAO et sont provoqués par l'aspect multiplex de l'instrument : extraction de la lumière vers les éléments concernés (ASO et miroirs déformables), analyse du front d'onde en boucle ouverte (impliquant un problème de non linéarité de l'ASO)...

Cette thèse s'attache à analyser deux points particuliers, critiques et spécifiques de la MOAO, à savoir :

- le contrôle du miroir déformable en boucle ouverte.
- la prédiction tomographique du volume de turbulence à corriger et la projection dans une direction d'intérêt.

3.2.3.1 La correction mono-directionnelle en boucle ouverte

Un des principaux points difficiles de la MOAO est la correction de type boucle ouverte. Le principe est illustré en figure 3.4. L'aspect multiplex d'un instrument de MOAO impose que chacun des éléments, analyseurs de surface d'onde et miroirs déformables, fonctionnent individuellement et soient découplés optiquement les uns les autres. En boucle ouverte, la lumière parvenant à la voie d'analyse ne passe jamais par le miroir déformable. Contrairement au cas de la boucle fermée, les ASO vont mesurer *la contribution entière de la turbulence*. Ils doivent donc être extrêmement linéaires sur toute la gamme mesurée. De plus, après envoi de la correction au miroir déformable, l'ASO ne bénéficie pas, comme en boucle fermée, d'un retour sur la forme réelle du miroir à l'itération suivante. Il n'y a, *a priori*, pas de moyen de savoir si le miroir déformable est réellement dans la position demandée ou non. Ce dernier point constitue une nouveauté en optique adaptative car seule une OA de type MOAO nécessite de fonctionner en boucle ouverte. Le *pilotage* du miroir déformable en boucle ouverte s'effectue alors en aveugle. C'est pourquoi, il est extrêmement important de caractériser et surtout, *de modéliser* correctement le miroir déformable utilisé dans un tel schéma. Des tests sur différents types de miroirs déformables ont donc été menés afin de conclure sur la faisabilité du contrôle de miroirs déformables en boucle ouverte dans le cadre de l'instrument EAGLE. Les résultats de ces tests font l'objet de la partie 3 de cette thèse.

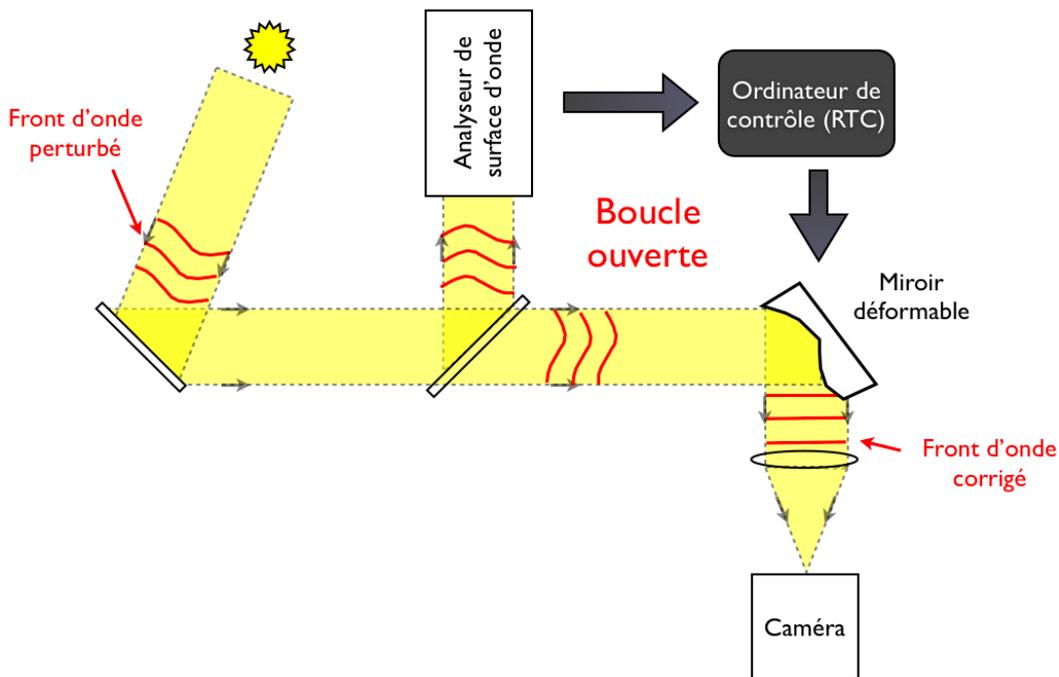


FIG. 3.4 – Fonctionnement d'une boucle d'optique adaptative en boucle ouverte.

3.2.3.2 La connaissance du volume de turbulence : la tomographie

Le deuxième principal défi de la MOAO, partagé avec la LTAO, est la reconstruction tomographique du volume de turbulence et la projection dans les directions d'intérêt. Le procédé tomographique a pour but de prédire le front d'onde que le miroir déformable doit corriger dans une direction donnée (vers une galaxie en l'occurrence) à partir des mesures de la turbulence effectuées hors de ce même axe de correction. Ré-expliqué plus simplement, la tomographie consiste à regarder *autour* de la direction que l'on veut corriger en essayant de deviner ce que l'on verrait si on était capable de regarder au centre. Le problème est compliqué car la mesure effectuée par un ASO est l'intégrale des perturbations des différentes couches atmosphériques le long de chaque direction d'analyse. Chaque ASO observe donc *la somme des perturbations* produites au niveau de chaque couche turbulente et non la contribution individuelle de ces dernières.

Contrairement à la MCAO qui assure un compromis de manière à maximiser la correction sur l'ensemble du champ, la LTAO et la MOAO appliquent une correction optimisée dans une seule direction. Cette optimisation dans une direction particulière nécessite alors d'effectuer l'opération de tomographie à proprement parler, à savoir de reconstruire le volume de turbulence au dessus du télescope et de projeter dans la direction d'intérêt. Le principe de la tomographie peut être résumé en 2 étapes (Gavel 2004 [29], Gavel *et al.* 2005 [30], Neichel *et al.* 2008 [55]).

1. C'est l'étape de reconstruction des mesures hors-axe dans le volume au dessus du télescope. Cette étape illustrée en figure 3.5 est essentielle car elle constitue en quelque sorte « le démêlage de pinces » des mesures. Elle s'effectue grâce à un fort *a priori* sur le profil de $C_n^2(h)$ de la turbulence et il est donc nécessaire d'avoir un instrument de mesure du profil turbulent proche du télescope. Cette étape a pour but de reconstituer les contributions des couches turbulentes en altitude.
2. C'est l'étape de projection dans la direction de correction (*i.e.* la direction scientifique). Elle s'effectue à partir de la connaissance des couches turbulentes reconstruites par l'étape 1. Il s'agit alors de projeter la contribution de chaque couche turbulente du volume, dans la direction d'intérêt. Il reste alors à intégrer toutes les couches turbulentes dans la direction d'intérêt afin de reconstruire la perturbation (intégrée dans tout le volume) que doit corriger le miroir déformable.

A ce jour, plusieurs systèmes d'analyse multi-directionnelle ont été placés derrière un télescope. Il s'agit du démonstrateur de MCAO appelé MAD de l'ESO (Marchetti *et al.* 2003 [51], Marchetti *et al.* 2008 [52]) du système GLAO au MMT (Milton *et al.* 2008 [50]) et de l'instrument Gems, actuellement en cours d'intégration, du télescope GEMINI sud (Ellerbroek *et al.* 2003 [18], Boccas *et al.* 2008 [9]). Ces systèmes ont le point commun d'être des systèmes de type GLAO ou MCAO et dont la loi de commande n'a pas pour but de projeter la turbulence dans une direction précise. Aucun instrument effectuant une prédiction tomographique dans une direction particulière, indispensable en MOAO et LTAO, n'a encore été testé sur le ciel.

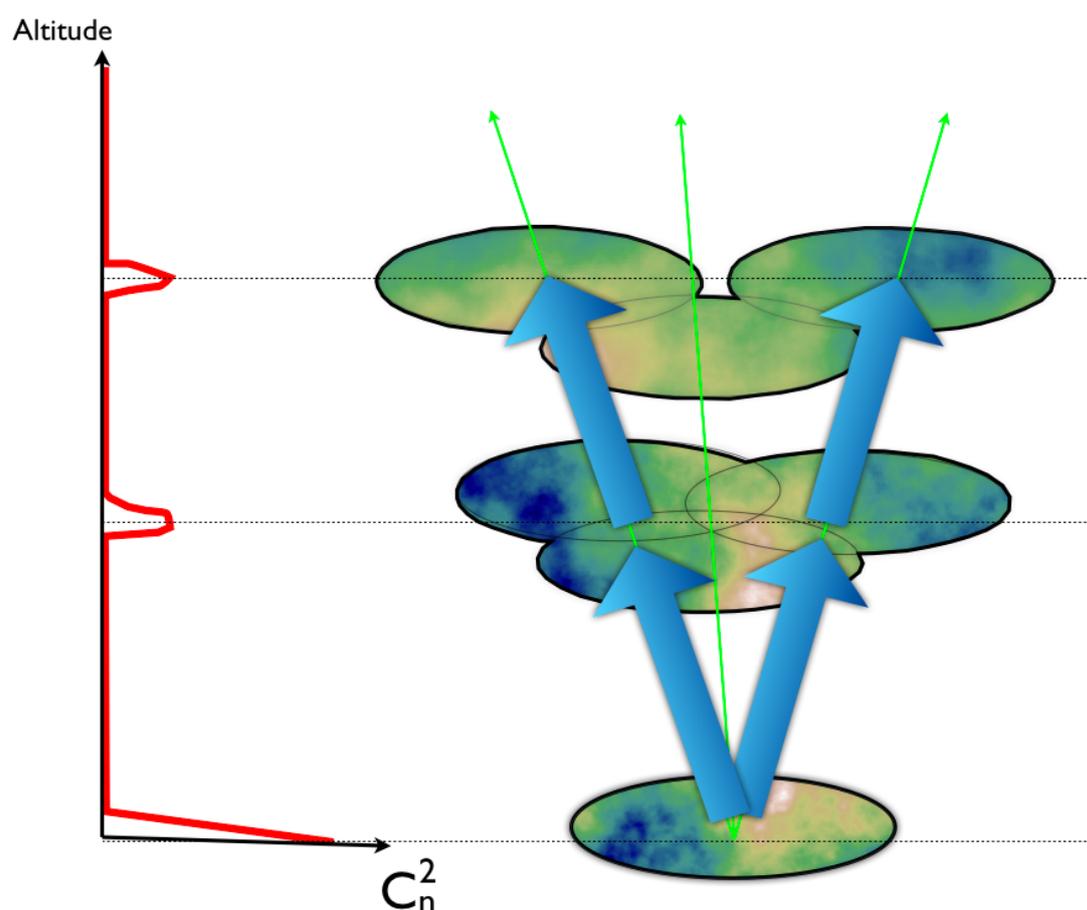


FIG. 3.5 – Étape 1 de la tomographie : reconstruction des mesures dans le volume de turbulence (flèches bleues) à partir des mesures intégrées dans chaque direction d'analyse. Cette étape s'effectue à l'aide d'un a priori sur le profil de turbulence $C_n^2(h)$

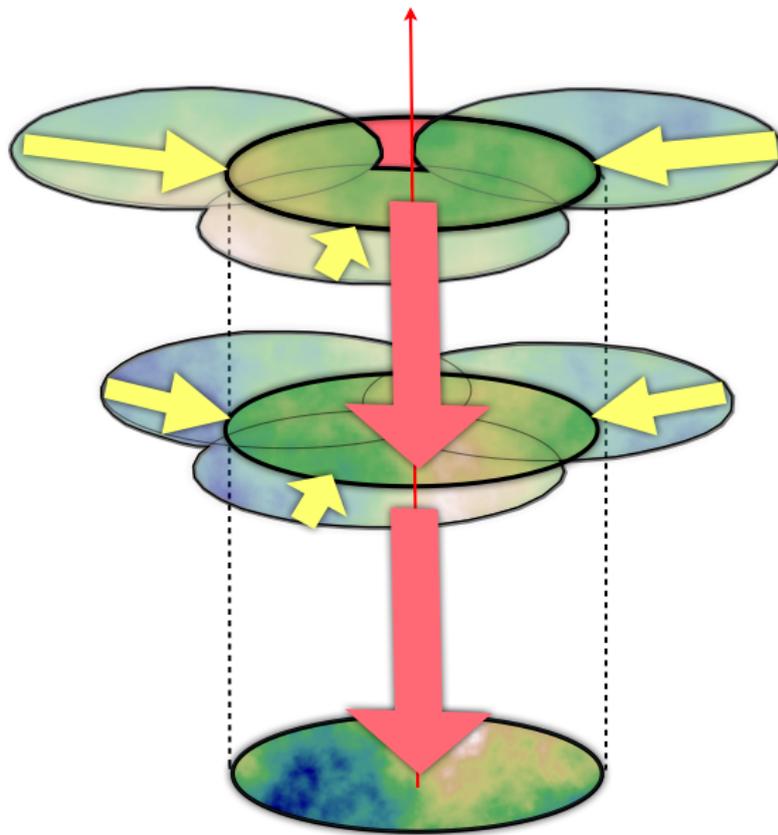


FIG. 3.6 – Étape 2 de la tomographie : projection des données dans la direction de correction (flèches jaune) et intégration du front d'onde le long de cette direction (flèches rouges).

3.3 CANARY : Le démonstrateur de MOAO

Comme nous venons de le voir, la MOAO est une technique prometteuse mais encore jeune. Le contrôle en boucle ouverte et la reconstruction tomographique en constituent les deux principaux points critiques. Dans le cadre de la R&D de l'instrument EAGLE, certains tests et démonstrations ont été effectués en laboratoire sur le banc SESAME (cf parties 3 et 5). Il a de plus été décidé de construire un démonstrateur technique dont le but est de prouver la réelle faisabilité d'un tel système sur le ciel. Ce démonstrateur, appelé CANARY (Myers *et al.* 2008 [54]), sera installé en 2010 sur le télescope de 4.2m WHT (William Herschel Telescope) aux îles Canaries.

CANARY a pour rôle de tester et démontrer la faisabilité des 2 principaux points critiques cités plus haut et de développer les techniques de calibration nécessaires au bon fonctionnement d'un instrument de MOAO. CANARY doit simuler une voie de correction scientifique de type MOAO assistée par plusieurs voies d'analyse placées en boucle ouverte. Afin de procéder par étapes CANARY a été scindé en 3 phases successives.

3.3.1 Phase A

La phase A, prévue pour l'été 2010, a pour but de démontrer la faisabilité de la reconstruction tomographique ainsi que la correction en boucle ouverte. Cette première étape de démonstration s'effectuera sans l'aide d'étoiles laser. Elle consiste à utiliser 4 analyseurs de surface d'onde de type Shack-Hartmann pointés vers un astérisme de 4 étoiles naturelles (cf principe dans le champ figure 3.7). Trois des quatre ASO sont placés en boucle ouverte et mesurent la turbulence au dessus du télescope. Un miroir déformable corrigeant les bas ordres de la turbulence est commandé en boucle ouverte et doit appliquer la correction du front d'onde estimée par l'algorithme de tomographie (cf figure 3.8). Un quatrième analyseur de surface d'onde est placé dans une configuration de boucle fermée, après le miroir déformable, et peut vérifier la qualité du front d'onde obtenue après correction. Cet analyseur placé sur l'axe de correction est également appelé « truth sensor ». Enfin, une caméra d'imagerie est utilisée afin de visualiser la PSF obtenue.

Les ASO de CANARY utilisent une matrice de 7×7 sous-pupilles. Le miroir déformable utilisé est de type empilement piézo-électrique à 8×8 actionneurs (52 utiles dans la pupille). Ce miroir déformable est issu de l'ancien système ADONIS (Beuzit *et al.* 1993 [7]) qui fut installé en 1993 au télescope de 3.6m de l'ESO au Chili jusqu'en 2001. Je montre en section 5.6.3 que l'hystérésis de ce miroir est relativement faible, ce dernier paramètre ne constitue donc pas un facteur limitant pour la démonstration de la capacité du contrôle en boucle ouverte (cf section 5.6) sur CANARY.

Pour asseoir les *a priori* des estimateurs tomographiques, CANARY pourra utiliser les données fournies par un système de mesure du profil de turbulence atmosphérique externe de type SLODAR (Wilson *et al.* 2009 [93]) et MASS-DIMM (Kornilov *et al.* 2007 [46]). Enfin pour l'intégration, CANARY est doté d'un simulateur de télescope ainsi que d'un dispositif de simulation de la turbulence en 3 dimensions à l'aide d'écrans de phase utilisables pour calibrer l'instrument avant les observations.

Paramètre	Requis	Commentaire
Champ de vue total	2' en diamètre	
Longueur d'onde	1.65 μ m	Bande H (Bande J et K possibles)
Miroir déformable	52 actionneurs (8 \times 8)	Ancien miroir déformable d'ADONIS
Analyseurs de surface d'onde	3 SH de 7 \times 7 sous pupilles	un quatrième SH est prévu dans l'axe.
Fréquence de la boucle d'OA	300Hz	

TAB. 3.2 – Résumé des principaux paramètres requis pour la phase A du démonstrateur CANARY sur le WHT

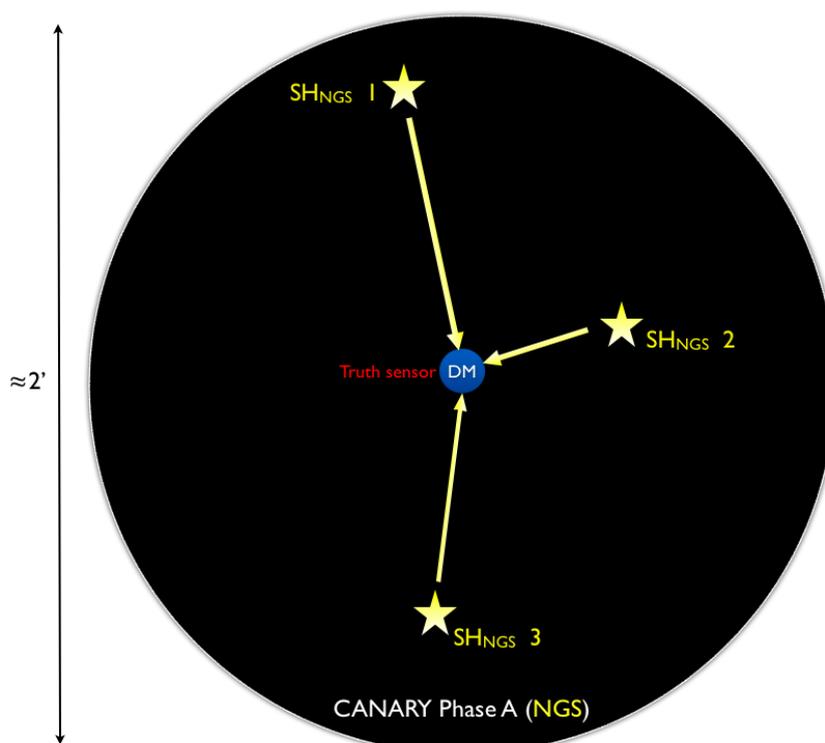


FIG. 3.7 – Principe de la correction de CANARY lors de la phase A prévue pour 2010 au WHT. Trois étoiles naturelles sont utilisées pour l'analyse de front d'onde. La correction tomographique est effectuée en direction d'une quatrième étoile.

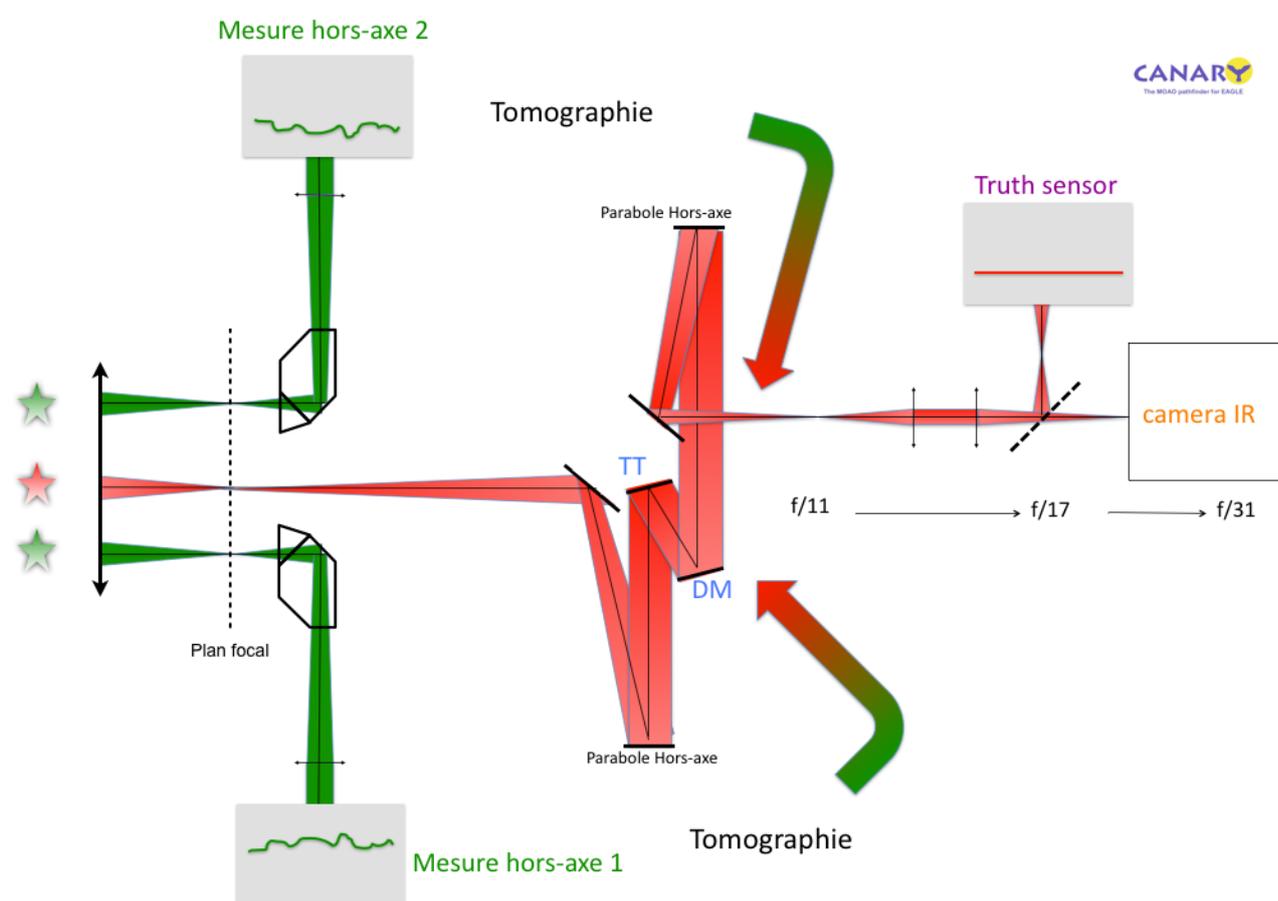


FIG. 3.8 – Configuration de CANARY en Phase A. Les analyseurs de surface d'onde placés hors-axe sont en boucle ouverte (en vert). La lumière provenant de la direction de correction (en rouge) passe par le miroir déformable (DM) avant d'arriver sur une caméra IR. Un quatrième ASO appelé « truth sensor » vérifie la qualité de correction après le miroir déformable.

3.3.2 Phase B

La phase B de CANARY est prévue pour l'été 2011. Le but de cette phase est de reproduire la démonstration effectuée en phase A (tomographie + correction en boucle ouverte) en utilisant cette fois-ci 4 étoiles laser de type Rayleigh. Les 4 ASO mesurant la lumière provenant des étoiles laser seront des Shack-Hartmann 7×7 sous-pupilles. Les 3 ASO sur étoiles naturelles utilisés pendant la phase A seront transportés au foyer corrigé situé après le miroir déformable. La boucle sera alors semi-fermée : ouverte sur les étoiles laser et fermée sur les étoiles naturelles. Ces dernières seront utilisées uniquement pour la mesure du tip-tilt. Le miroir déformable est le même que celui utilisé lors de la phase A. La reconstruction tomographique devra tenir compte de la spécificité de l'analyse de front d'onde sur étoile laser ainsi que la combinaison des mesures provenant des étoiles naturelles.

Il est important de noter que l'utilisation d'étoiles laser de type Rayleigh ne permettra pas de sonder les couches turbulentes plus hautes que 10km. Contrairement à la phase A, au delà de cette hauteur les couches turbulentes ne seront pas vues par les ASO et donc non corrigées par le système. Pour cette raison une baisse de performance est attendue en comparaison des résultats fournis par la phase A.

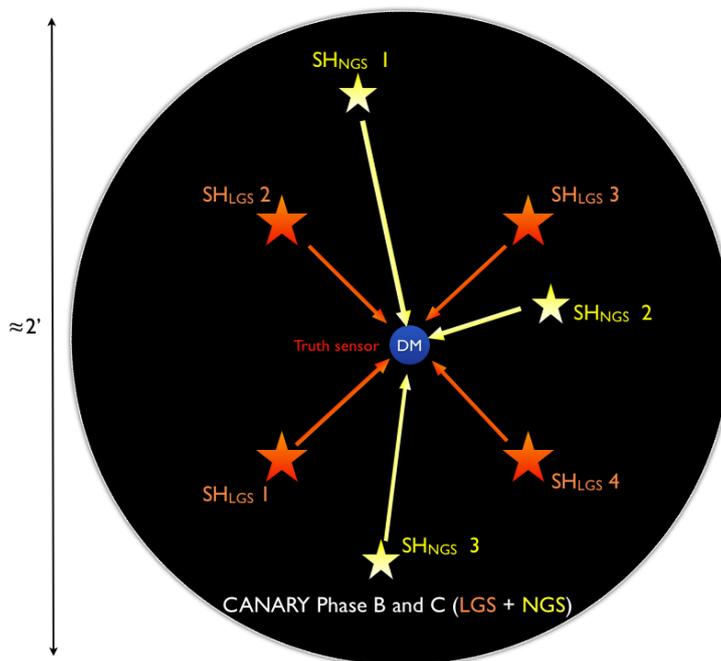


FIG. 3.9 – Principe de la correction de CANARY lors de la phase B (2011).

3.3.3 Phase C

La phase C, prévue pour l'été 2012, reprend les principes de la phase B (tomographie + boucle ouverte sur étoiles laser) en faisant évoluer la voie de correction avec un miroir déformable supplémentaire (Boston Micromachines de 32×32 actionneurs). Cet ajout permettra alors de corriger les hauts ordres de la turbulence non corrigés lors de la phase A et B. CANARY sera alors en mode woofler-tweeter. Cette dernière phase constitue la simulation de l'instrument EAGLE pour laquelle le miroir M4 de l'E-ELT est simulé par le miroir déformable bas-ordres (placé en boucle fermée), et les miroirs de EAGLE simulés par le miroir hauts ordres (placé en boucle ouverte).

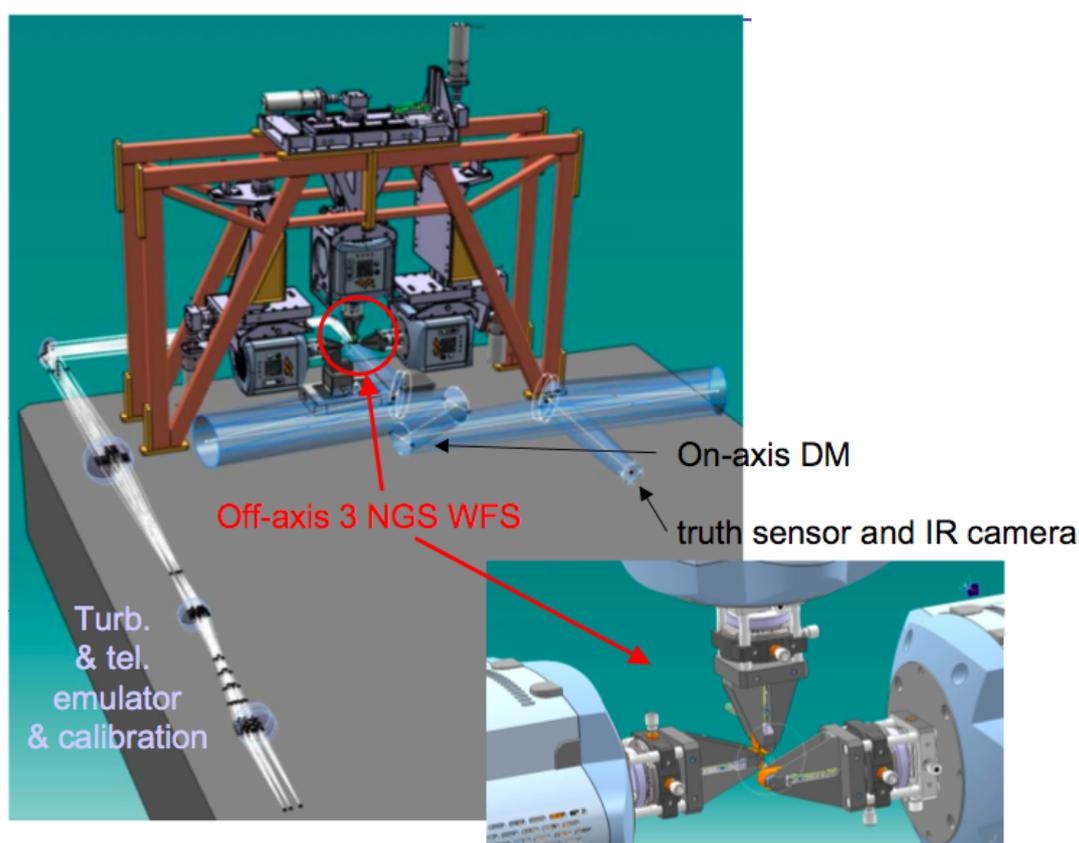


FIG. 3.10 – Vue de l'instrument CANARY en Phase A.

3.3.4 En quoi CANARY va t'il permettre d'aider EAGLE ?

On peut résumer CANARY comme un modèle partiel à l'échelle 1/10ème de EAGLE (Myers et al. 2008 [54]) n'utilisant qu'une seule voie de correction de type MOAO. En effet le télescope est 10 fois plus petit (4.2m contre 42m) et l'altitude de l'étoile laser Rayleigh est de 10km (contre 100km pour l'étoile laser Sodium sur l'E-ELT). Il y a donc conservation de la géométrie du problème pour un angle donné. Néanmoins les couches turbulentes restent évidemment à la même altitude (entre 0 et 15km) ce qui oblige à limiter la distance des étoiles guides de CANARY à environ 0.5' du centre de correction (cf simulations sur les performances de CANARY dans le champ en section 8.1.5). Pire, l'utilisation d'étoiles laser de type Rayleigh limitera la performance de la phase B et C car les couches turbulentes au dessus de 10km ne seront pas vues.

	EAGLE	CANARY
Diamètre	42m	4.2m
Champ de correction	5'	0.5'
Altitude LGS	100km (LGS Sodium)	10km (LGS Rayleigh)
Altitude couche max.	≈15000m	≈15000m

TAB. 3.3 – Tableau de comparaison des paramètres entre EAGLE et CANARY

CANARY, particulièrement en phase A, ne sera pas dans un cas favorable en ce qui concerne la géométrie du problème tomographique. Ceci est du à la géométrie des astérisques de 4 étoiles qui ont une séparation angulaire à peine suffisante pour permettre un recouvrement favorable pour la reconstruction tomographique. Il faut donc s'attendre à ce que la performance délivrée par CANARY soit extrêmement dépendante du profil de turbulence au moment des observations (cf section 8.1.4). De plus l'utilisation de seulement 3 (pour la phase A) à 4 (phase B et C) ASO limite la qualité de la reconstruction tomographique. Pour comparaison, EAGLE disposera de 6 analyseurs sur étoiles laser ainsi que 5 sur étoiles naturelles avec une géométrie nettement plus favorable permettant une meilleure reconstruction du volume de turbulence.

De plus, CANARY à une conception opto-mecanique très différente de celle proposée pour l'instrument EAGLE pour extraire la lumière provenant des différentes zones du champ (étoiles guides + direction scientifique). Ce choix provient du nombre limité de voies d'analyses et de l'utilisation d'une unique voie scientifique. Ainsi, malgré une conception différente, CANARY à pour rôle de proposer des solutions de calibrations qui ont pour but d'avancer sur la compréhension de la calibration de EAGLE.

Il est donc important de garder en tête que CANARY est un instrument de démonstration technique et non un instrument scientifique. CANARY a pour but de se confronter volontairement à l'apparition de problèmes inédits issus de l'ignorance scientifique et technique des équipes quand au niveau de maîtrise suffisant pour aborder certains problèmes techniques. Ces problèmes sont alors un révélateur de lacunes qui auront ainsi l'opportunité

d’êtres mises à jour et comblées pour le bon fonctionnement de l’instrument EAGLE. Les deux paragraphes suivants résument ce que CANARY est capable d’apporter à EAGLE et ce qu’il sera impossible de faire.

Ce que CANARY peut permettre :

- Avancer sur la problématique de la mesure du front d’onde en boucle ouverte.
- Mesurer, calibrer et caractériser la performance du principe de la tomographie dans un schéma boucle ouverte sur étoiles naturelles (Phase A) puis sur étoiles laser (Phases B et C).
- Mesurer, calibrer et caractériser la performance du principe de la correction en boucle ouverte.
- Développer et tester des techniques d’alignement et de calibration dans des conditions réelles d’utilisation qui sont indispensables à l’élaboration de EAGLE.
- Apprendre sur la façon de combiner les mesures provenant d’étoiles naturelles et lasers afin de sonder au mieux la turbulence.
- En phase C, utiliser l’instrument dans une boucle semi-fermée avec une boucle fermée sur le MD bas-ordres et une boucle ouverte avec un MD hauts ordres.

Ce que CANARY ne peut PAS permettre :

- Atteindre les performances de EAGLE.
- Utiliser le nombre exact et le même type d’étoiles lasers que EAGLE.
- Avoir un avantage par rapport à un autre instrument (de type MCAO par exemple) normalement apporté par la configuration de type MOAO : il est limité par 1 seule voie scientifique.

3.4 Le banc d'optique adaptative SESAME

Le banc SESAME([82]) est un banc de recherche et développement en optique adaptative. Il est possible d'y effectuer de nombreux tests de composants, miroirs déformables, analyseurs de surface d'onde, caméras... Grâce à sa modularité le banc peut être configuré pour tester et mettre au point de nouveaux concepts d'optique adaptative LTAO, MCAO, MOAO ou fournir une correction classique de type SCAO. Une photo du banc est proposée en figure 3.11.

3.4.1 SESAME dans EAGLE et CANARY

Le banc SESAME est utilisé dans le cadre de la R&D de EAGLE afin de démontrer les avancées expérimentales concernant certains composants clés de l'OA, en particulier le test de miroirs déformables (cf partie 3) et la mise au point d'algorithmes de tomographie et de techniques de calibrations en boucle ouverte. L'algorithme de tomographie Learn&Apply que je propose en section 7.4.1 a ainsi été mis au point expérimentalement sur le banc SESAME (cf section 9.3).

Dans le cadre de CANARY, le banc SESAME a servi à tester le miroir déformable (cf section 5.6) ainsi qu'à tester les procédures de nécessaires à la calibration de l'instrument (cf sections 9.1 et 9.3). Actuellement (fin 2009) le banc est utilisé pour tester et valider le RTC contrôlant les 4 ASO de CANARY présents en phase A.

3.4.2 Caractéristiques du banc SESAME

Le banc SESAME a été dimensionné pour simuler un télescope de 8m ouvert à f/15 (VLT-like) avec un seeing ajustable de 0.5" à 1.5". Le champ accessible à travers tout le banc est d'environ 2' de diamètre. Il est possible de simuler dans ce champ jusqu'à 5 couches de turbulence de hauteurs variables de 0 à 30km. L'évolution de la turbulence est contrôlée via la rotation des écrans de phase et synchronisée avec les analyseurs de front d'onde.

Le chemin optique permet de faire une analyse du front d'onde multi-directionnelle jusqu'à 4 directions différentes en boucle ouverte ou fermée. La correction peut s'effectuer à l'aide d'un miroir déformable bimorphe de 31 actionneurs monté sur une monture Tip-Tilt ou de n'importe quel autre miroir déformable visiteur positionnable sur une des 4 voies du banc. La voie d'imagerie peut fonctionner dans la gamme de longueur d'onde 0.5-1.65 μ m.

Le banc SESAME est composé de :

- un banc optique de 3m \times 1.6m.
- de sources d'intensité variables pour l'analyse de front d'onde positionnables dans un champ d'environ 2' de diamètre.
- d'une étoile laser reproduisant l'élongation du spot laser, focalisable à une distance entre 0km et 300km.
- de 3 écrans de phase en transmission permettant de simuler une atmosphère en 3 dimensions (d'altitude variable) et respectant la statistique de Kolmogorov ainsi que

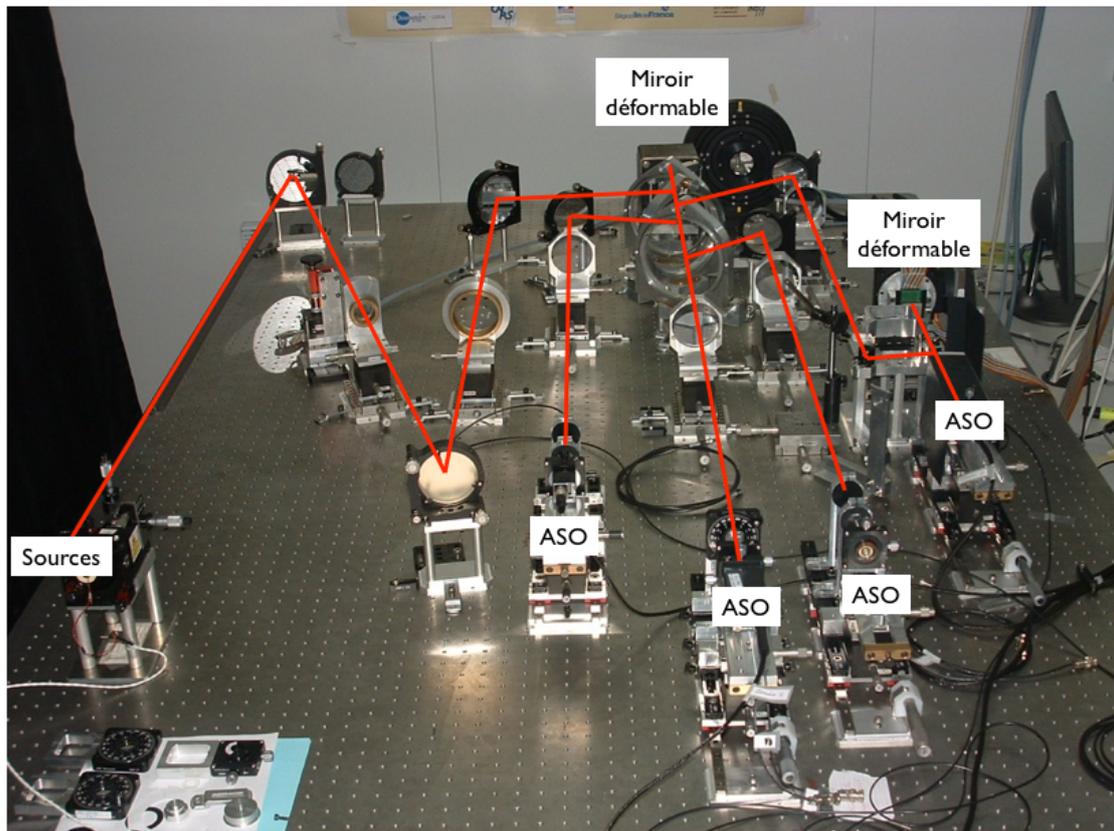


FIG. 3.11 – Photo du banc SESAME. On représente en traits rouges le chemin optique de la lumière provenant des sources parcourant tout le banc jusqu'aux 4 foyers disponibles (4ASO). On y distingue le miroir déformable de SESAME à 31 actionneur encastré dans une monture tip-tilt (en haut) ainsi qu'un deuxième miroir déformable (OKO à 37 actionneurs) en cours de tests placé sur une des 4 voies du banc.

- 2 autres écrans de phase en réflexion.
- un système de rotation des écrans de phase permettant de simuler des vitesses de couches de turbulence variables.
- de diverses sources permettant la calibration du banc.
- d'un miroir déformable de type bimorphe à 31 actionneurs encastré dans une monture Tip-Tilt.
- 4 analyseurs de surface d'onde Shack-Hartmann 14×14 dimensionnés pour avoir une grande sensibilité ($< 10 \text{ nm rms}$) ainsi qu'une très large dynamique, dont la réponse reste linéaire jusqu'à $20 \mu\text{m rms}$.
- de 2 caméras d'imagerie.
- une carte électronique entrée/sortie de 96 voies permettant de contrôler le miroir déformable ainsi que toutes les sources disponibles sur le banc.
- 3 platines de translation motorisées permettant un déplacement micrométrique sur une course totale de 25mm.
- un ordinateur de contrôle du banc doté d'une interface Labview permettant de piloter tous les éléments du banc en local ou en réseau via une connexion ftp.
- une architecture permettant de dialoguer et piloter le banc SESAME sous n'importe quel langage informatique haut niveau (IDL, Matlab, Yorick, ect...).

La figure 3.12 illustre un exemple de schéma de fonctionnement du banc SESAME dans une configuration où les 4 voies du banc sont utilisées.

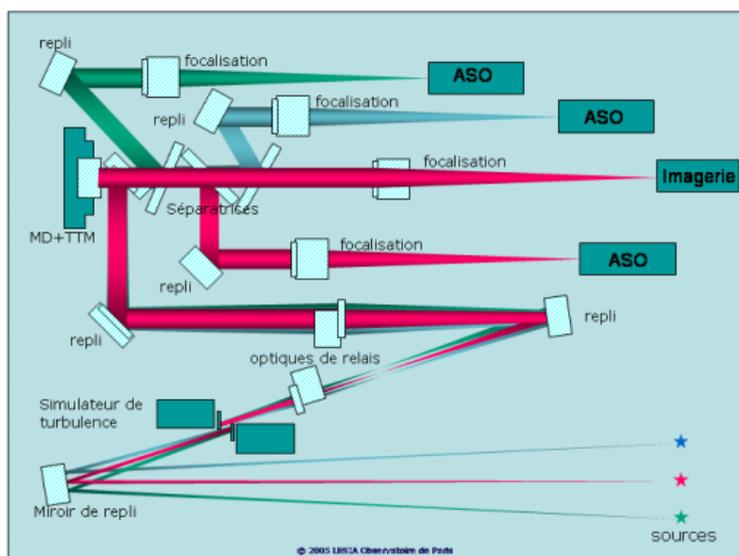


FIG. 3.12 – Le banc SESAME dans une configuration d'analyse de front d'onde sur 2 étoiles hors-axe (bleu et vert) pour l'application d'une correction dans l'axe (rouge) avec un ASO et une caméra d'imagerie.

Troisième partie

La commande d'un miroir déformable en boucle ouverte

Chapitre 4

L'importance d'un modèle en boucle ouverte.

Dans le cadre de l'instrument EAGLE, ainsi que de son démonstrateur technique CANARY, j'ai effectué des tests de miroirs déformables de plusieurs technologies différentes afin de conclure sur la faisabilité du contrôle en boucle ouverte. Comme je l'ai déjà souligné, en boucle ouverte la forme du miroir déformable n'est jamais directement mesurée par l'analyseur de surface d'onde qui le contrôle. Il est donc impossible de savoir si le miroir déformable a réellement effectué la correction demandée. La problématique qui nous intéresse dans ce chapitre consiste à reproduire expérimentalement le front d'onde que nous voulons corriger jusqu'à une certaine erreur correspondante aux spécifications de l'instrument EAGLE. Une différence nulle entre le front d'onde désiré et le front d'onde réellement obtenu signifie que le modèle de contrôle mis au point correspond parfaitement au miroir déformable utilisé. Il constitue la limite ultime du contrôle en boucle ouverte. Ce principe est illustré figure 4.1.

Un miroir déformable est donc considéré « de grande qualité » au sens de la boucle ouverte quand il peut être correctement modélisé afin de minimiser les erreurs de contrôle. Dans l'état actuel des connaissances un miroir déformable est considéré non-apte au contrôle en boucle ouverte simplement car nous ne sommes pas capables d'arriver à le modéliser correctement. La caractérisation de miroirs déformables en boucle ouverte a donc pour double objet d'une part de tester ses performances et d'autre part de chercher et trouver son bon modèle de fonctionnement.

Toutefois, en l'absence de modèle suffisamment précis du miroir déformable au regard des spécifications, il existe néanmoins une solution parallèle de contrôle du miroir déformable pendant son fonctionnement en boucle ouverte. Le principe est d'utiliser une boucle d'OA classique (fermée) en asservissant sur une source placée hors de l'axe optique de la voie scientifique. Après réflexion de la lumière de la source sur le miroir, un ASO peut alors mesurer la forme réelle du miroir en parallèle de la boucle principale. Le principe de cette solution est illustré en vert sur la figure 4.2.

Cette solution qui consiste à espionner le miroir déformable pendant son fonctionnement souffre de plusieurs défauts. La boucle d'asservissement secondaire ainsi formée (illustrée

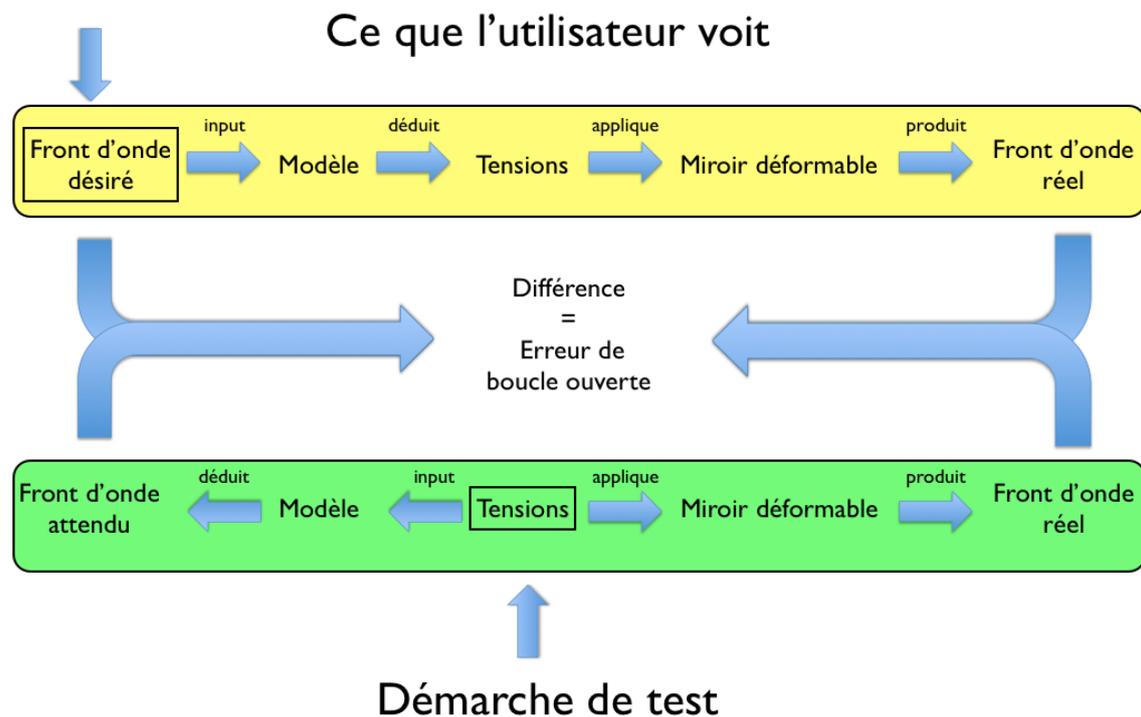


FIG. 4.1 – Principe de la mesure de l'erreur de boucle ouverte du miroir déformable : le front d'onde réel diffère du front d'onde désiré par l'utilisateur (en haut) ou calculé à partir d'un jeu de tensions test (en bas).

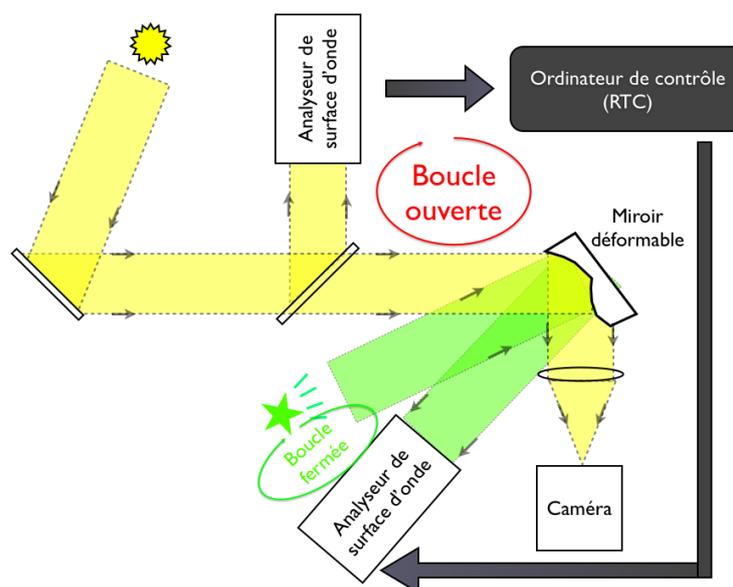


FIG. 4.2 – *Principe d'une optique adaptative fonctionnant en boucle ouverte (jaune). Une boucle fermée (vert) additionnelle peut être ajoutée afin de surveiller la forme du miroir déformable.*

en vert sur la figure 4.2) doit être cadencée plus rapidement que la boucle principale (illustrée en jaune) afin d'améliorer significativement les performances. La commande calculée par le RTC est envoyée en consigne à la boucle d'asservissement secondaire en charge de la faire respecter par le miroir déformable. Ceci entraîne une complexification importante de la loi de commande pouvant rendre problématique le diagnostic en cas de problème d'asservissement. On complexifie finalement un système qui l'est déjà beaucoup, augmentant de ce fait le risque de mauvais fonctionnement qu'il soit total ou partiel.

Cette solution est fonctionnelle mais encore incertaine et à un coût à payer en terme de complexité, de fiabilité, de prix et d'efforts techniques à effectuer. Il est donc indispensable d'envisager une deuxième solution qui consiste à développer de nouvelles méthodes de calibrations permettant de contrôler directement le miroir déformable en boucle ouverte sans un tel système annexe.

Dans le cadre de l'instrument EAGLE, il est nécessaire d'envisager toutes les solutions afin de pouvoir choisir en connaissance de cause entre ces 2 possibilités de contrôle du miroir. Je présente donc dans cette partie les tests que j'ai effectué en développant des modèles et des méthodes de calibrations innovantes afin d'investiguer sur la faisabilité du contrôle du miroir en boucle ouverte pour les précisions requises sur l'instrument EAGLE.

4.1 Le modèle linéaire

Le modèle linéaire est le modèle qui est utilisé depuis les débuts de l'optique adaptative (années 80). C'est également le modèle le plus simple. Il suppose que la réponse d'un actionneur est linéaire en fonction de la tension qui lui est appliquée. Il suppose également que l'action d'un actionneur s'additionne avec l'action de ses voisins et donc *l'additivité des fonctions d'influence*. Il se combine merveilleusement avec le formalisme classique de l'optique adaptative qui utilise l'algèbre linéaire pour représenter le contrôle de la boucle d'asservissement. Pour un vecteur de tensions V , et connaissant les fonctions d'influences $f(r, \theta)$ la forme globale de la surface du miroir peut s'exprimer comme la somme de la déviation de chaque actionneur i :

$$\phi(r, \theta) = \sum_i V_i \cdot f_i(r, \theta) \quad (4.1)$$

Ce modèle est généralement approprié, au premier ordre, pour les miroirs déformables de types piézo-électriques et magnétiques et il est amplement suffisant dans le cadre d'un fonctionnement en boucle fermée.

4.2 Le modèle non-linéaire

Ce modèle suppose que le déplacement de l'actionneur suit une fonction non-linéaire $a(V)$ en fonction de la tension V appliquée. Le principe de superposition des actionneurs peut s'appliquer. C'est le premier modèle qui vient à l'esprit lorsqu'on veut piloter un miroir déformable de type électrostatique dont le déplacement de la membrane est une fonction quadratique de la tension appliquée. On peut décrire ce modèle par :

$$\phi(r, \theta) = \sum_i a(V_i) \cdot f_i(r, \theta) \quad (4.2)$$

Ce modèle est donc applicable, au premier ordre, pour les miroirs déformables de type électrostatiques et il est également considéré comme suffisant dans le cadre d'un fonctionnement en boucle fermée.

4.3 Le modèle de couplage des actionneurs

Ce modèle tient compte du couplage des actionneurs entre eux. Il a été mis au point dans le but de piloter des miroirs déformables de type électrostatiques.

On appelle w_i la déviation de la membrane provoquée par l'actionneur numéro i , w_n la déviation provoquée par tous les autres actionneurs voisins à la position de l'actionneur i , g la distance entre les électrodes et la membrane, V_i la tension et la constante K caractérisant la raideur de la force de rappel et incluant d'autres constantes (figure 4.3).

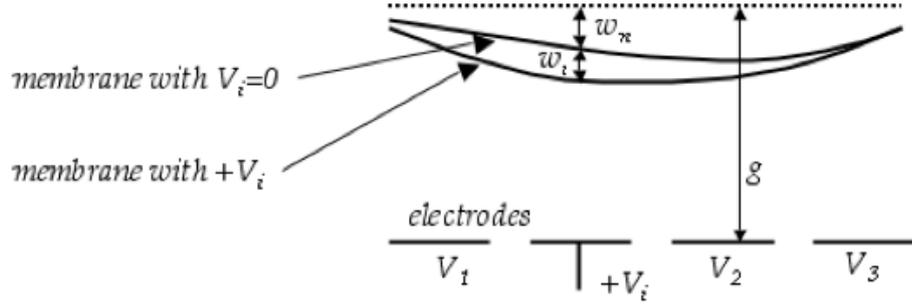


FIG. 4.3 – Représentation schématique de la déviation de la membrane d'un miroir déformable électrostatique.

On peut trouver w_i en résolvant l'équation d'égalité entre la force électrostatique et la force de rappel :

$$\frac{V_i^2}{(g - w_n - w_i)^2} = K w_i \quad (4.3)$$

Il apparaît clairement que w_i est fonction de w_n . Dans le but de simplifier le problème, on peut linéariser l'équation 4.3 en développant par une série de Taylor du premier ordre et en considérant que la déviation d'un actionneur w_i est faible comparée à la quantité $g - w_n$ (Liotard 2005 [48]). L'équation 4.3 peut alors s'écrire :

$$w_i(V_i, w_n) \approx w_i(V_i, 0) \left(1 + \frac{2}{g} w_n \right) \quad (4.4)$$

L'équation 4.4 montre que la contribution des voisins agit comme un facteur de gain appliqué sur l'électrode i . Bien qu'incomplet à cause de la linéarisation, ce modèle décrit néanmoins, au premier ordre, le comportement d'un miroir électrostatique.

On peut écrire la forme du miroir déformable comme la somme des déviation provoquée par chaque actionneur i , elle-même fonction de la tension appliquée aux n autres voisins :

$$\phi(r, \theta) = \sum_i a_i(V_1, V_2, \dots, V_i, \dots, V_n) \cdot f_i(r, \theta) \quad (4.5)$$

Par analogie à l'équation 4.4 on peut écrire l'expression des coefficients $a(V_1, V_2, \dots, V_i, \dots, V_n)$ par :

$$a_i(V_1, V_2, \dots, V_i, \dots, V_n) = a_i(0, 0, \dots, V_i, \dots, 0) \left(1 + \sum_{j \neq i} C_{ij} \cdot a_j(V_1, V_2, \dots, V_j, \dots, V_n) \right) \quad (4.6)$$

Les équations 4.5 et 4.6 montrent que la valeur du coefficient de proportionnalité $a_i(V_1, \dots, V_n)$ appliqué à la fonction d'influence $f_i(r, \theta)$ est perturbé par la position de tous ses voisins

$a_j(V_1, V_2, \dots, V_j, \dots, V_n)$. La valeur de la perturbation agit alors comme *un facteur multiplicatif*.

Cette dernière dépend *linéairement* d'une matrice de découplage C_{ij} qui tient compte du couplage de l'électrode i en fonction de la position des j autres voisins.

4.4 Autres modèles

Les modèles présentés en sections 4.1, 4.2 et 4.3 supposent une additivité des fonctions d'influences. Dans ce cas, l'espace des fonctions accessibles au miroir déformable est égal au nombre d'actionneurs du miroir.

Nous pouvons néanmoins envisager que cet espace de fonctions soit supérieur au nombre d'actionneurs du miroir. En particulier certains modèles pourraient être utilisés afin d'expliquer la variation de la forme de la fonction d'influence en fonction de la tension appliquée, par exemple, la somme de 2 fonctions d'influences f_i et g_i :

$$\phi(r, \theta) = \sum_i a_i(V_i) \cdot f_i(r, \theta) + b_i(V_i) \cdot g_i(r, \theta) \quad (4.7)$$

Néanmoins, ce type de modèle ne semble pas correspondre au comportement d'un miroir déformable de quelque type que ce soit.

4.4.1 Le modèle non additif

Ce modèle correspond au cas où le principe de superposition des actionneurs ne peut pas s'appliquer. La forme du miroir est alors fonction de la tension V_i de l'actionneur i mais aussi des voisins ainsi que d'autres facteurs encore inconnus (X, \dots) à ce jour.

$$\phi(r, \theta) = \phi(r, \theta, V_i, V_n, X, \dots) \quad (4.8)$$

4.5 Récapitulatif des modèles de contrôle d'un miroir déformable

La table 4.1 résume les différents modèles de pilotage de miroirs déformables.

Nom	Equation	Déplacement de l'actionneur
Linéaire	$\phi(r, \theta) = \sum_i V_i \cdot f_i(r, \theta)$	Proportionnel à la tension appliquée
Non-linéaire	$\phi(r, \theta) = \sum_i a(V_i) \cdot f_i(r, \theta)$	Non linéaire en fonction de la tension appliquée
Cross-couplé	$\phi(r, \theta) = \sum_i a_i(V_1, V_2, \dots, V_i, \dots, V_n) \cdot f_i(r, \theta)$	Couplé et non linéaire en fonction de la tension appliquée
Non additif	$\phi(r, \theta) = \phi(r, \theta, V_i, V_n, X, \dots)$?
Autres (non additif)	$\phi(r, \theta) = \sum_i (a_i(V_i) \cdot f_i(r, \theta) + b_i(V_i) \cdot g_i(r, \theta))$	Fonction de plusieurs fonctions d'influences en fonction de la tension. Linéaire ou non.

TAB. 4.1 – Résumé des différents modèles de pilotage d'un miroir déformable.

4.6 Commentaires sur la spécification des miroirs déformables de EAGLE.

Un front d'onde Kolmogorov est composé d'une superposition d'une grande variété de fréquences spatiales ayant pour origine des structures de différentes tailles (cf chapitre 1). Un miroir déformable même s'il est considéré comme parfait, ne possède qu'un nombre fini d'actionneurs. Par conséquent, il ne pourra jamais corriger toutes les fréquences spatiales du front d'onde à corriger et particulièrement les plus élevées ayant pour origine de petites structures. Ce résidu de fréquences spatiales non accessibles au miroir déformable est caractérisé par l'erreur de sous-modélisation ou erreur de fitting (cf section 2.7.2). Elle est indépendante du type de boucle (ouverte ou fermée), car intrinsèque au miroir déformable et proportionnelle à la force de la turbulence. C'est généralement le poste d'erreur le plus important du système d'OA car il est incompressible pour un miroir déformable donné.

Il est alors important de garder en tête que l'erreur de boucle ouverte, qui est l'objet de cette partie, affecte uniquement les échelles spatiales qu'est capable d'atteindre le miroir déformable. L'erreur résiduelle mesurée d'un miroir déformable fonctionnant en boucle ouverte sera composée de la somme quadratique de l'erreur de boucle ouverte et de l'erreur de fitting (plus d'autres erreurs dont on ne parle pas ici et qui sont liées à d'autres sous-systèmes cf section 2.7). Il est donc indispensable de comparer l'importance de l'erreur de boucle ouverte à l'erreur de fitting associée au miroir déformable.

De plus nous avons remarqué durant nos tests que l'erreur de boucle ouverte qui est associée à un miroir déformable est proportionnelle à la valeur rms de l'amplitude du front d'onde à corriger. L'erreur de fitting et l'erreur de boucle ouverte sont donc proportionnelles à la force de la turbulence. Il est alors important de mesurer et de comparer le *pourcentage* de chaque erreur en fonction de la force de la perturbation initiale.

Je rappelle l'expression de la variance de phase qu'un miroir déformable doit compenser sans le mode tip-tilt (cf section 2.6) :

$$\sigma_{Turbulence-TT}^2 = 0.134 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad (4.9)$$

Dans le cas de EAGLE l'erreur de fitting est d'environ 140nm rms en utilisant un miroir déformable de 84×84 actionneurs et une turbulence avec $D/r_0 = 76$ en bande K ($r_0 = 55\text{cm}$). Afin de limiter l'impact du contrôle du miroir en boucle ouverte dans le budget d'erreur, il a été choisi dans EAGLE que cette erreur devait être -au minimum- d'un facteur 2 inférieure à l'erreur de fitting, soit environ 70nm rms pour les mêmes conditions de turbulence.

Je rappelle également l'expression de l'erreur de fitting en fonction de la force de la turbulence et du nombre d'actionneurs N (cf section 2.7.2) :

$$\sigma_{Fitting}^2 = \mu N^{-5/6} \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad (4.10)$$

On peut donc écrire le rapport entre la valeur rms de l'erreur de fitting et l'erreur totale à corriger par :

$$\sigma_{rapport} = \left(\frac{\mu N^{-5/6}}{0.134} \right)^{1/2} \text{ rms} \quad (4.11)$$

La figure 4.4 représente l'erreur résiduelle de fitting exprimée en pourcentage de l'erreur initiale à corriger en fonction du nombre d'actionneurs N du miroir déformable ($\mu = 0.2$). Ce rapport n'est pas fonction de la force de la turbulence et dépend uniquement du nombre d'actionneurs choisis. Dans le cas de l'instrument CANARY, le miroir déformable possède 52 actionneurs ce qui donne une erreur de fitting de l'ordre de 24% du front d'onde initial à corriger. Pour CANARY, en prenant compte un facteur 2 entre l'erreur de fitting et l'erreur de boucle ouverte, cette dernière peut être considérée négligeable *tant qu'elle reste inférieure à 12% du front d'onde initial*.

Sur EAGLE l'erreur de fitting représente 3.5% de l'erreur totale à corriger. Afin de respecter les spécifications requises, l'erreur de boucle ouverte doit alors être inférieure -au minimum- d'un facteur 2 à l'erreur de fitting. Soit une précision requise sur le contrôle du miroir en boucle ouverte meilleure que 2% de l'amplitude totale du front d'onde à corriger.

Il est donc important de retenir qu'un miroir déformable qui est déclaré « apte » pour CANARY ne l'est pas forcément pour EAGLE. Il est donc indispensable de tester et d'investiguer si oui ou non il est possible de contrôler en boucle ouverte des miroirs déformables avec une telle précision (meilleure que 2%).

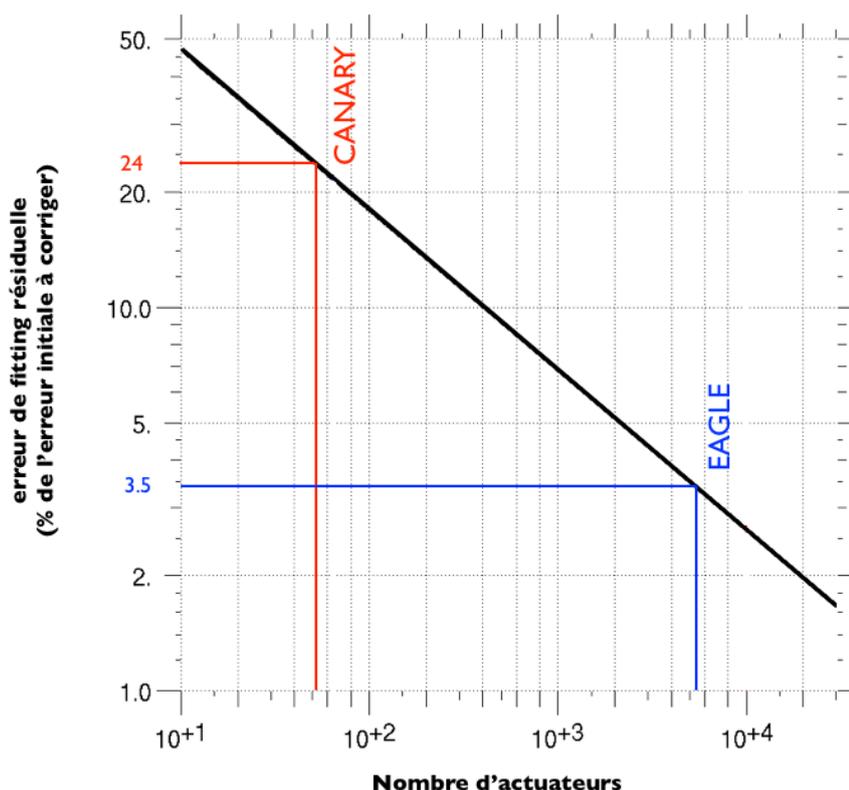


FIG. 4.4 – En noir : erreur résiduelle de Fitting exprimée en pourcentage de l'erreur initiale à corriger en fonction du nombre d'actionneurs du miroir déformable ($\mu = 0.2$). En Bleu : Erreur de Fitting de Canary utilisant un miroir déformable à 52 actionneurs (environ 24% d'erreur). En bleu : Erreur de Fitting de EAGLE utilisant un miroir déformable à ≈ 5500 actionneurs (environ 3.5% d'erreur).

Chapitre 5

Tests de miroirs déformables en boucle ouverte

Je présente dans ce chapitre les résultats du contrôle de 4 miroirs déformables en boucle ouverte. Ces tests ont été effectués sur le banc dédié à la recherche et développement en optique adaptative SESAME (cf présentation du banc section 3.4).

5.1 Configuration du banc SESAME pour les tests de miroirs déformables

On positionne le miroir déformable à tester sur une des 4 voies de SESAME qui fournit un faisceau ouvert à $f/15$ (figure 5.1). Un cube séparateur est placé après le foyer afin d'envoyer la lumière vers le miroir déformable. Une lentille va ajuster la taille du faisceau selon la taille de la pupille du miroir à tester. La pupille d'entrée est placée à l'infini. La lumière qui est réfléchiée par le miroir déformable est ensuite dirigée vers l'analyseur de surface d'onde qui va servir aux tests. Cette configuration permet de n'avoir à changer que la lentille qui définit la pupille pour chacun des miroirs testés.

Miroir déformable	focale de lentille	Taille de la pupille
OKO (37 actionneurs)	200mm	13.3mm
ALPAO (52 actionneurs)	225mm	15mm
CILAS (52 actionneurs)	1000mm	66mm
BOSTON (12×12)	75mm	5mm

TAB. 5.1 – Résumé des paramètres de focale de la lentille permettant d'ajuster la taille de la pupille pour chaque miroir déformable testé.

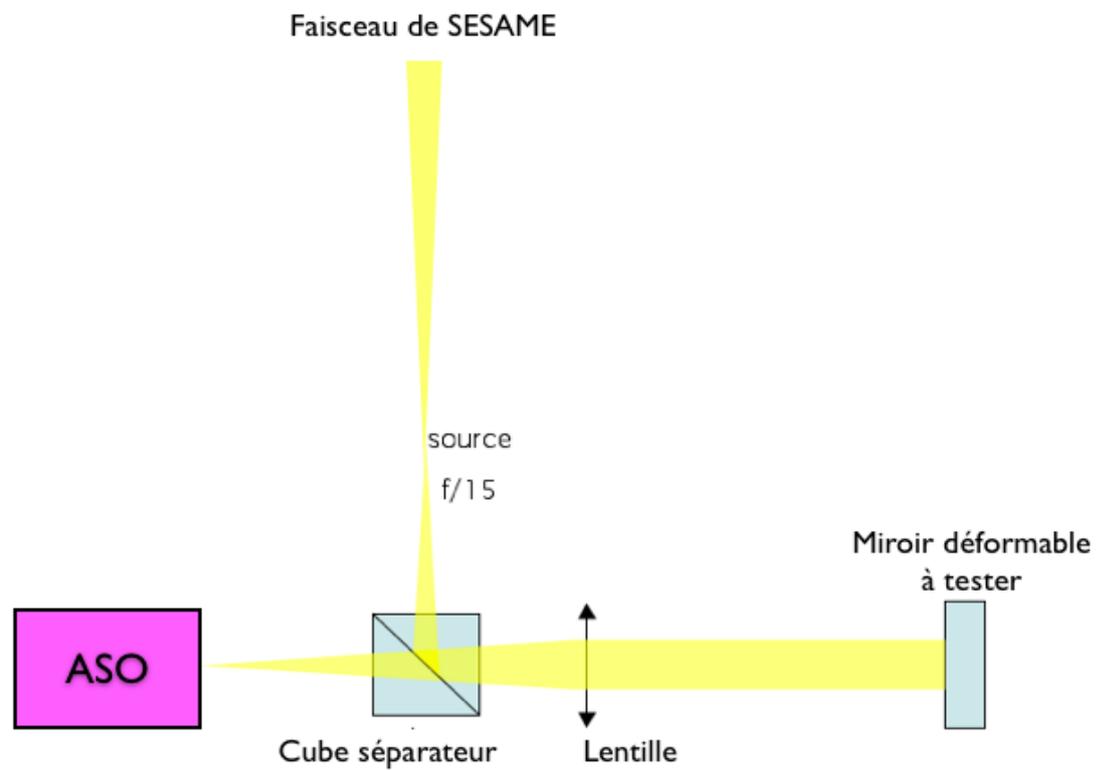


FIG. 5.1 – Configuration optique d'une des voies du banc SESAME (faisceau ouvert à $f/15$) lors du test d'un miroir déformable.

5.2 Tests communs effectués.

5.2.1 Mesure de l'erreur de boucle ouverte.

L'idée est de mettre au point un test qui fasse fonctionner le miroir déformable dans des conditions réelles d'utilisation et non dans un test de laboratoire non représentatif de ce qu'il aura à effectuer sur le ciel (en l'occurrence corriger une turbulence suivant une statistique de type Kolmogorov). Une illustration de ce test est proposée en figure 5.2.

La première étape (notée A en figure 5.2) consiste à construire une séquence de pentes respectant la statistique de Kolmogorov. Cette séquence peut être obtenue soit optiquement grâce à des écrans de phase soit simulés numériquement. Dans ce dernier cas, l'application d'un scalaire sur ces écrans de phase numériques permet de construire la même séquence turbulente avec des valeurs de seeing plus ou moins élevées. En multipliant cette séquence par l'inverse de la matrice d'interaction du miroir (équation 2.5), il est possible de remonter aux tensions ou déplacements (dans le cas où le miroir ne réagit pas proportionnellement à la tension appliquée). Cette séquence de tensions « Kolmogorov » reflète ce que le miroir aura à compenser lors de son fonctionnement dans de réelles conditions sur le ciel en boucle ouverte.

Une fois la séquence de tensions test définie, nous pouvons l'appliquer au miroir déformable et, à l'aide d'un analyseur de surface d'onde, mesurer la forme réelle du miroir (étape B). De plus, à partir de cette séquence de tensions test, nous appliquons notre modèle qui a pour but de décrire *le plus précisément possible* la forme du miroir déformable et donc, ce que devrait mesurer l'analyseur de front d'onde (étape C). Nous disposons donc d'une prédiction des pentes mesurées.

Nous comparons la différence entre la forme du miroir qu'est capable de prédire notre modèle avec celle réellement mesurée (au bruit près). La différence entre ces deux quantités est ce que l'on appelle l'erreur de boucle ouverte ou erreur de mauvaise modélisation du miroir déformable. Enfin, la différence entre les pentes prédites et les pentes respectant la statistique de Kolmogorov nous indique l'erreur de fitting du miroir déformable.

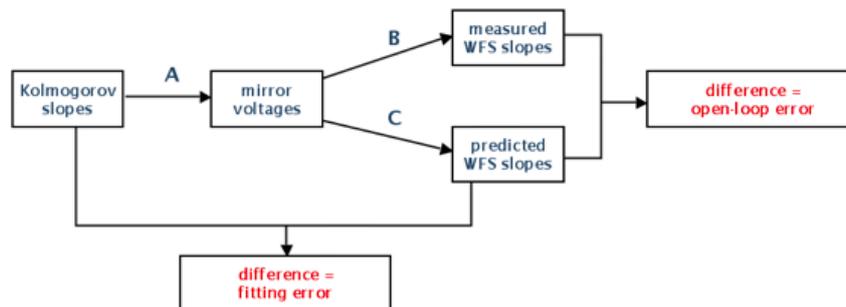


FIG. 5.2 – Principe de la séquence test de Kolmogorov

5.2.2 Test de la bande passante.

Un test particulier est celui de la mesure de la bande passante du miroir déformable. Ne disposant pas de détecteur suffisamment rapide nous avons utilisé un procédé stroboscopique afin de mesurer le temps de montée jusqu'à stabilisation d'une électrode. La figure 5.3 résume le principe du test de stroboscopie. Nous disposons d'une électronique de commande qui permet de détecter lorsque la tension de sortie des amplis est envoyée au miroir déformable. Nous couplons ensuite cette électronique de détection à une source qui éclaire directement le miroir déformable. Le signal lumineux envoyé est bref ($10\mu s$) et synchronisé avec la commande envoyée au miroir déformable. La mesure de la position du miroir déformable est effectuée avec un Shack-Hartmann.

Ce test de stroboscopie envoie plusieurs fois la même valeur de tension sur une même électrode. Le flash lumineux est synchronisé tout en introduisant un décalage de temps de plus en plus grand, par exemple toutes les $20\mu s$, jusqu'à décrire toute la courbe de réponse de l'électrode, c'est à dire jusqu'à sa stabilisation finale. Évidemment, ce test n'est valable que si le miroir déformable est supposé répétable dans le temps¹. Dans cet exemple, la résolution de mesure dans le temps est donc de $20\mu s$. En réalité la courbe de réponse temporelle réelle est convoluée par le temps d'acquisition, fini, de la mesure (typiquement $10\mu s$).

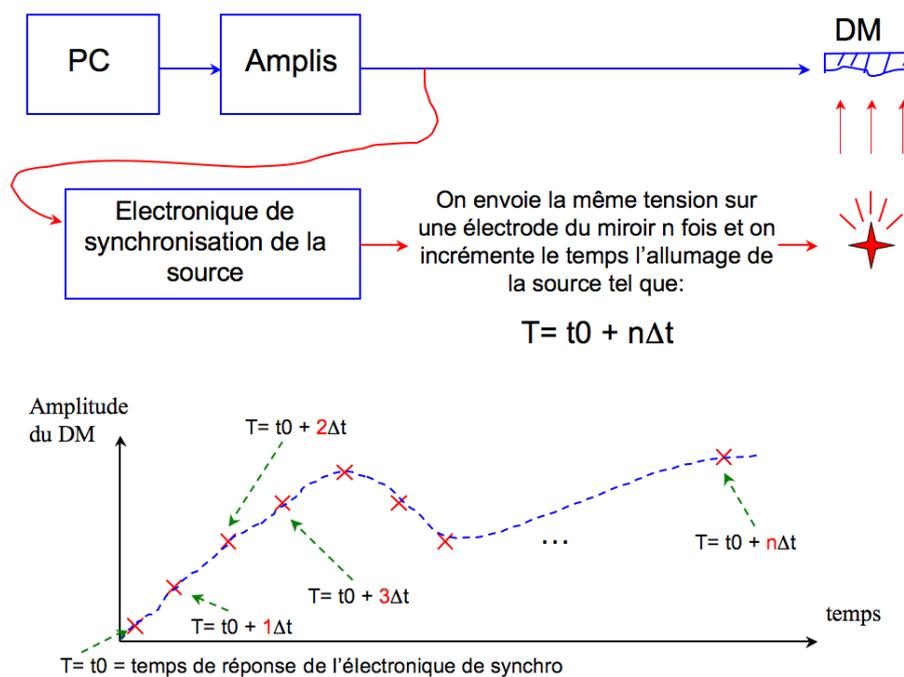


FIG. 5.3 – Principe de la mesure du temps de réponse d'un miroir déformable par stroboscopie

¹ dans le cas contraire il n'est de toute façon pas utilisable...

5.3 Test du miroir déformable électrostatique *OKO-Tech* à 37 actionneurs

5.3.1 Présentation générale.

Cette section présente les résultats des tests effectués sur le miroir déformable de type électrostatique à 37 actionneurs de la compagnie *OKOTech* (photo figure 5.4). Par commodité, il sera maintenant appelé OKO37. Ce miroir déformable malgré sa faible course (environ 200nm rms), permet de mettre au point diverses techniques de calibrations utilisables en boucle ouverte. La fiche technique constructeur est présentée en table 5.2.



FIG. 5.4 – Le miroir déformable électrostatique OKO à 37 actionneurs

5.3.2 La méthode de calibration par rampe.

Nous proposons l'utilisation du modèle non-linéaire décrit en section 4.2. Afin de mesurer la réponse (spatiale) du miroir nous sollicitons une électrode avec une rampe linéaire de 30 tensions comprises entre 0 et $V_{max} = 4096 \text{ADU}^2$ (200V). La détermination des fonctions d'influence $f_i(r, \theta)$ et des amplitudes $a(V_i)$ est déduite des données mesurées par l'analyseur de surface d'onde en suivant une approche des moindres carrés.

La figure 5.5 représente les fonctions d'amplitude $a(V_i)$ de deux électrodes mesurées (représenté par des croix/ronds) et ajustées avec un polynôme de degrés 6 (ligne rouge) en fonction du nombre d'ADU appliqués. Notez que la fonction d'amplitude est volontairement normalisée entre 0 et 1.

²Analog to Digital Units

Parameter	Value
Aperture shape	approximately circular
Mirror coating	Metal or Metal + dielectric
Aperture dimensions	15mm diameter
Number of electrodes	37
Control voltages V_c	0 ... 150 to 300 V, dependent on the mirror
Initial RMS deviation from plane	less than $0.45 \mu\text{m}$
Main initial aberration	1.5 fringes at 630nm
Maximum deflection of the mirror center	$10 \mu\text{m}$
Weight	140 g

TAB. 5.2 – Fiche technique constructeur du miroir OKO à 37 actionneurs

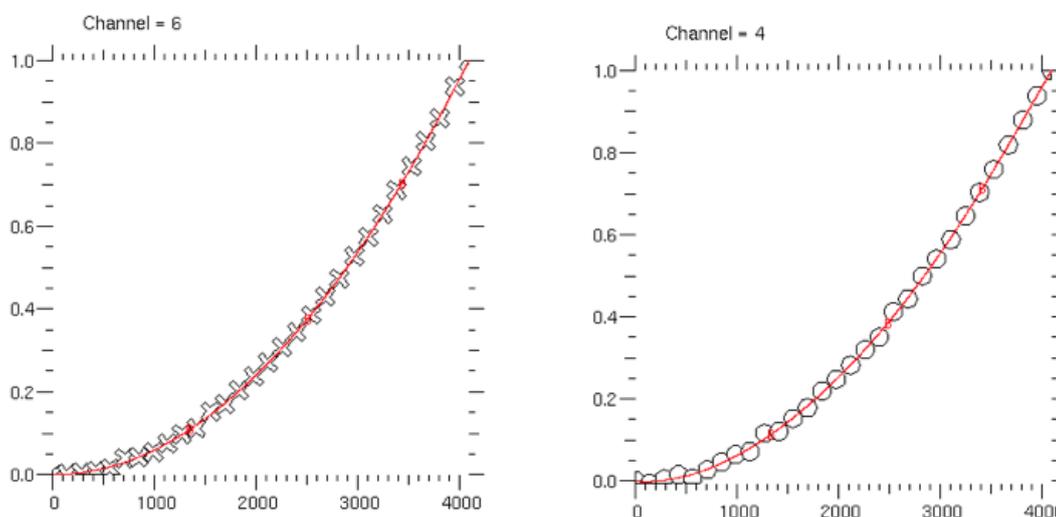


FIG. 5.5 – Réponse quadratique d'une électrode du miroir déformable OKO37. A gauche : électrode numéro 4 et à droite l'électrode numéro 6. Marqueurs croix et rond noir : Points de mesures. Ligne rouge : fonction ajustée.

L'autre paramètre déduit des données de mesure sont les fonctions d'influences $f_i(r, \theta)$. La figure 5.6 illustre une fonction d'influence du OKO37 telle que vue par un Shack-Hartmann 14×14 .

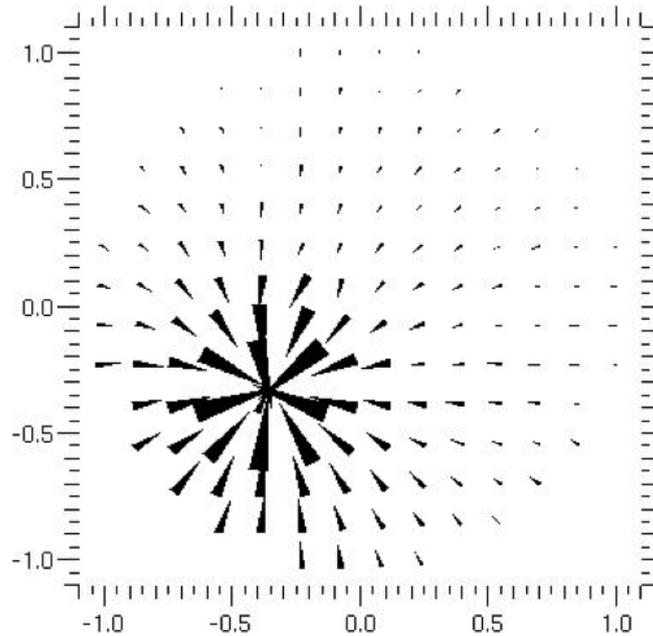


FIG. 5.6 – *Pentes d'un actionneur du miroir OKO37 vu par un analyseur Shack-Hartmann 14×14 .*

Les performances de contrôle en boucle ouverte en utilisant les fonctions $a(V_i)$ et $f_i(r, \theta)$ déduites d'une rampe permettent de contrôler *individuellement* chaque électrode avec une précision inférieure à 5nm rms. Cependant, cette précision de pilotage n'est valable que lorsque les autres électrodes voisines restent au même niveau durant le test. La précision obtenue ne reflète donc pas la précision de contrôle atteinte lors d'une vraie correction de la turbulence. Le modèle de rampe utilisé pour corriger une turbulence de type Kolmogorov (cf séquence de test décrite en section 5.2.1) mène à une précision de contrôle du miroir en boucle ouverte de 18nm rms pour un front d'onde initial à corriger de 250nm rms soit environ 7% d'erreur.

Afin de rechercher la source d'erreur, celle-ci semblant fonction de la tension des actionneurs voisins, nous avons re-appliqué la méthode de rampe en modifiant cette fois-ci la tension de biais des 36 actionneurs voisins. La figure 5.7 illustre la fonction d'amplitude $a(V_i)$ pour une électrode ajustée pour 3 valeurs différentes de tensions de biais des actionneurs voisins (0V, 141V, 200V). La fonction d'amplitude $a(V_i)$ est clairement dépendante de la tension appliquée aux actionneurs voisins.

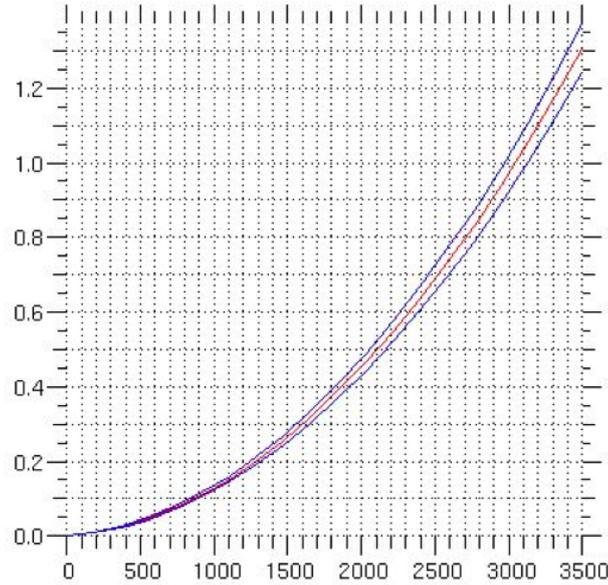


FIG. 5.7 – Fonction d'amplitude normalisée en fonction de la tension (ADU) appliquée. Les trois courbes correspondent à 3 valeurs de tensions de biais (0, 141 et 200V) appliquées aux électrodes voisines.

5.3.3 La méthode de calibration de mesures aléatoires

Au vu des performances obtenues par la méthode des rampes, nous pensons que celle-ci ne calibre le miroir déformable que dans une configuration très particulière de son utilisation, finalement très éloignée d'une condition d'utilisation normale.

Une deuxième méthode ici mise au point a pour but de calibrer le miroir déformable dans des conditions plus proches de la réalité. Le principe consiste à appliquer 1000 jeux de tensions au miroir déformable (1 jeu = 37 tensions V_i). Ces tensions sont aléatoires de telle sorte que les V_i^2 soient uniformément répartis. Le jeu de données ainsi construit est une matrice appelée C et de dimension 37×1000 . On peut y associer le jeu de mesures S, des 296 pentes mesurées par le Shack-Hartmann pour chacun des 1000 tirages. S est donc de dimensions 296×1000 . On recherche ensuite la matrice D qui minimise les mesures S connaissant le jeu de tensions C appliquées en suivant une méthode de moindres carrés. On donc un critère sous la forme :

$$\epsilon^2 = \|D.C - S\|^2 \quad (5.1)$$

La matrice D peut être trouvée en écrivant :

$$D = S.C^t(C.C^t)^{-1} \quad (5.2)$$

Chaque colonne de D contient ainsi les fonction d'influences $f_i(r, \theta)$ mesurées par le Shack-Hartmann. D est donc la matrice d'interaction calculée à partir de la minimisation

des mesures S et des commandes C . La projection des données S sur l'inverse généralisée de D , notée D^+ donne les valeurs des coefficients $a(V_i)$ pour ces 1000 mesures. Il suffit alors de déduire, avec un polynôme de degré ≥ 2 , les 1000 valeurs de $a(V_i)$ en fonction de V_i pour connaître en tout point la fonction $a(V_i)$.

Connaissant les fonctions $f_i(r, \theta)$ et $a(V_i)$ nous mesurons les erreurs de boucle ouverte en faisant corriger au miroir un front d'onde de type Kolmogorov. Nous calculons le front d'onde théorique déterminé à partir de notre modèle et le comparons à la vraie forme du miroir déformable. La figure 5.8 montre l'erreur de boucle ouverte en fonction de l'amplitude totale du front d'onde à corriger pour une calibration du miroir par la méthode de rampe (droite bleue) et par la méthode des mesures aléatoires (droite rouge). On constate que la méthode de calibration par mesures aléatoires est la plus performante et permet de diviser par un facteur 2 la précision de pilotage du miroir soit 3.5% de l'erreur totale à corriger. La méthode de calibration par rampe ne permet en revanche d'atteindre environ que 7% d'erreur.

Il est néanmoins important de noter que mesurer des erreurs de boucles ouvertes avec une telle précision demande une sensibilité de mesure très importante. Pour mesurer des précisions inférieures à 5nm rms, il est nécessaire d'effectuer plusieurs mesures moyennées qui permettent d'atteindre jusqu'à 2nm rms d'erreur. La mesure devient alors très dépendante de la turbulence du laboratoire et il est important de minimiser autant que possible le chemin optique parcouru par la lumière entre le miroir déformable et l'analyseur de surface d'onde.

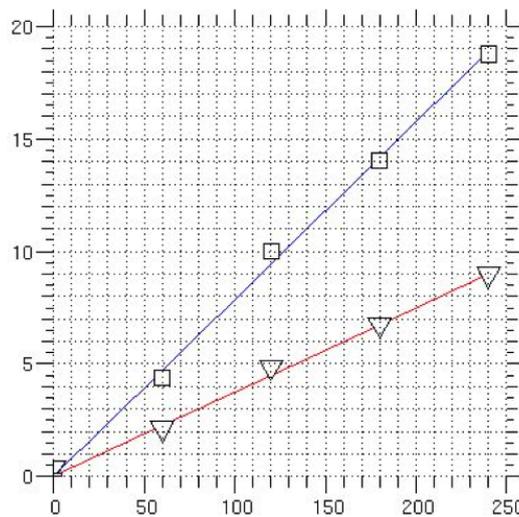


FIG. 5.8 – Erreur de boucle ouverte (nm rms) du miroir OKO 37 en fonction de l'amplitude du front d'onde à corriger (nm rms). En bleu : méthode de calibration par rampe. En rouge : méthode de calibration par mesures aléatoires.

5.3.4 Contrôle du miroir (couplage des électrodes)

Nous avons essayé de calibrer le miroir en utilisant le modèle de couplage des électrodes particulièrement adapté aux miroirs électrostatiques (le modèle est décrit en section 4.3). Les matrices de couplages C_{ij} ont pu être mesurées avec succès ce qui constitue une preuve évidente du couplage des électrodes entre elles. La figure 5.9 représente la matrice de couplage mesurée pour l'électrode 5 du miroir OKO37. L'électrode est bien couplée à ses plus proches voisins d'environ 1 à 2%. Nous avons mesuré un ordre de grandeur de couplage comparable pour toutes autres électrodes du miroir OKO37.

Néanmoins malgré la mise en évidence de ce phénomène, aucune amélioration des performances n'a pu être réellement mesurée notamment à cause de la précision de mesure qu'il est nécessaire d'atteindre. En effet le miroir OKO37 ne possédant qu'une course relativement faible (environ 250nm rms) mesurer l'amélioration des performances de l'ordre du pourcent (1%) est extrêmement difficile expérimentalement avec une telle course (au mieux avec 250nm rms de front d'onde à corriger, 1% = 2.5nm rms).

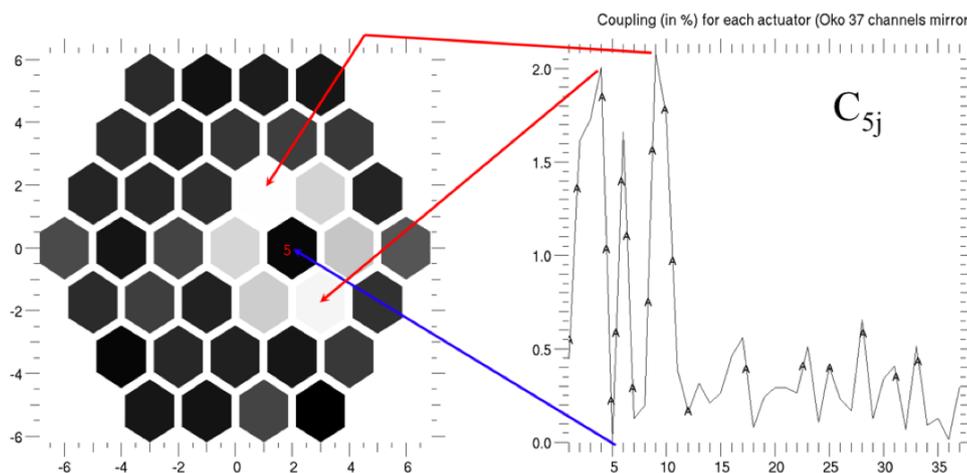


FIG. 5.9 – Carte du couplage de l'actionneur 5.

5.3.5 Conclusion sur le pilotage en boucle ouverte du miroir OKO37

J'ai exposé qu'il était possible de contrôler en boucle ouverte le miroir OKO37 jusqu'à environ 3.5% d'erreur. Cette performance est atteinte en utilisant une méthode qui retrouve les valeurs des fonctions d'amplitudes et des fonctions d'influences en les déduisant d'un jeu de tensions aléatoires. Cette méthode de calibration permet de diviser d'un facteur l'erreur commise par rapport à une méthode de calibration par rampes qui ne permet d'atteindre que 7% d'erreur. Le couplage des électrodes a pu être mis en évidence expérimentalement mais n'a pas mené à une amélioration significative des performances principalement limitée par les précisions de mesures requises (<3nm rms).

5.4 Test du miroir électrostatique *BOSTON Micromachines* à 140 actionneurs

5.4.1 Présentation

Cette section est consacrée au test du miroir déformable à 144 actionneurs (140 utiles) de type électrostatique fabriqué par la compagnie *BOSTON Micromachines*. Ce miroir déformable nous a été prêté par l'ONERA. Les amplificateurs utilisés ont été fabriqués par la société Shaktiware. Le miroir déformable ainsi que les amplificateurs (de BOSTON micromachines) sont présentés en figure 5.10.



FIG. 5.10 – Miroir déformable *BOSTON Micromachines* à 144 actionneurs (140 utiles).

Le miroir déformable est commandé en utilisant un ordinateur sous Linux qui est relié aux amplificateurs via un port USB (drivers Linux fournis par Shaktiware). L'ordinateur Linux applique les commandes envoyées par un protocole TCP/IP depuis l'ordinateur SESAME.

5.4.2 Commentaires sur la configuration de test

Le miroir déformable Boston140 dispose de 140 actionneurs utiles sur toute la pupille. Il faut néanmoins noter que durant nos tests seuls 137 d'entre eux furent réellement fonctionnels. Nous soupçonnons fortement les voies de l'amplificateur mais cela n'a pas pu être vérifié formellement. Tous les tests furent donc effectués avec 137 actionneurs. La figure 5.11 illustre la numérotation des actionneurs utilisée durant les tests.

Il est très important de noter que les analyseurs de SESAME sont des 14×14 . Ces ASO sont donc insuffisants pour bien échantillonner une fonction d'influence d'un miroir

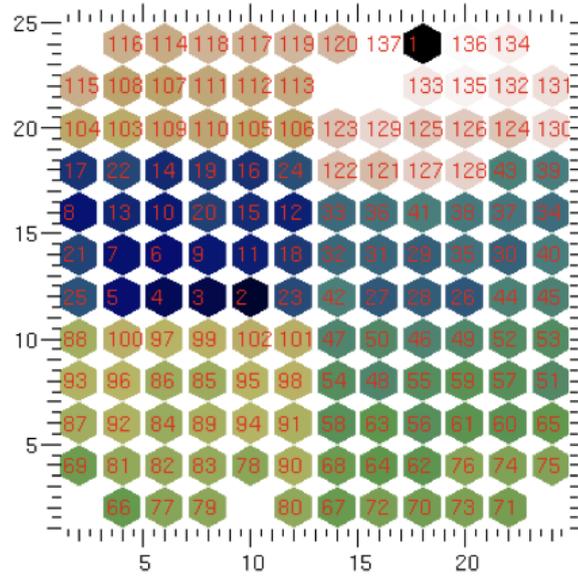


FIG. 5.11 – Numérotation des 137 actionneurs utilisés sur les 140 utiles du Boston 140

déformable composé de 12×12 actionneurs à travers la pupille. Il faut donc garder en mémoire que les fonctions d’influences mesurées lors des tests sont donc *sous-échantillonnées*. Néanmoins cet échantillonnage est suffisant pour vérifier les propriétés d’additivité et de linéarité du miroir car il n’est alors pas nécessaire de reconstruire le front d’onde.

5.4.3 Course du miroir

Le BOSTON140 étant un miroir de type électrostatique, nous ne pouvons appliquer que des tensions positives aux bornes des actionneurs. On ne peut donc que « tirer » sur sa surface réfléchissante lorsque sa position de repos est définie à 0V pour chacun des actionneurs. Afin de pouvoir former tout type de front d’onde (nécessitant de pousser et tirer sur les actionneurs) nous définissons la nouvelle position de repos du miroir déformable, i.e notre nouveau « zéro », en plaçant tous les actionneurs à *mi-course* soit environ 145V (le miroir réagit suivant une loi quadratique et la tension maximum est de 200V).

La figure 5.12 montre la fonction d’influence d’un actionneur telle que vue par l’analyseur de surface d’onde. La figure 5.13 montre la carte de phase reconstruite sur une base de 171 polynômes de Zernike à partir des données mesurées (à gauche) ainsi qu’une coupe horizontale de la fonction d’influence reconstruite (à droite). Il apparaît que les oscillations présentes autour de l’actionneur ainsi qu’en bord de pupille proviennent d’un *artefact* lors de la reconstruction du front d’onde et *ne reflètent donc pas* la forme réelle du miroir.

Toutefois, nous pensons que les résultats présentés ci-dessous restent fiables car nous avons comparé la course et la forme de chaque fonction d’influence qui sont, pour la totalité des électrodes, similaires à environ 10% près. La figure 5.14 montre une coupe de

toutes les fonctions d'influences qui sont sur une même ligne. On note que la course des électrodes proches du bord de la pupille (environ $1.1\mu\text{m}$) semble augmenter par rapport à celle du centre (environ $1\mu\text{m}$). Ceci est un artefact de reconstruction et une mesure avec un analyseur de plus haute résolution devrait montrer des courses similaires quelle que soit l'actionneur choisit dans la pupille. La course totale mesurée de chaque actionneur est donc de $\pm 1\mu\text{m}$ rms.

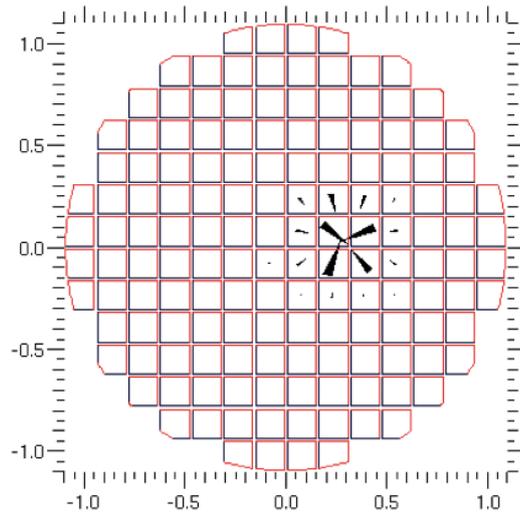


FIG. 5.12 – *Champ de vecteur d'une fonction d'influence telle que vue par un Shack-Hartmann 14×14*

5.4.4 Calibration du miroir en boucle ouverte

Tout comme le miroir de type électrostatique OKO37 testé en section 5.3, le BOSTON140 réagit quadratiquement en fonction de la tension appliquée. Nous utilisons donc pour la suite le modèle non-linéaire décrit en section 4.2 qui suppose une additivité des fonctions d'influence. Il a été testé 3 types de calibrations pour le BOSTON140 consistant à mesurer/trouver les fonctions d'influences, $f_i(r, \theta)$, de chaque actionneur i ainsi que sa loi (non-linéaire) caractérisée par les coefficients $a(V_i)$. Le principe de chacune des 3 méthodes est illustré par les figures 5.15, 5.16 et 5.17.

1. Méthode #1 : Méthode de détermination des fonctions d'influences $f_i(r, \theta)$ et des coefficients d'amplitude $a(V_i)$ par *la méthode de rampe* (cf test du OKO37 section 5.3.2)
2. Méthode #2 : Méthode de calibration *par mesure aléatoires* (cf test du OKO37 section 5.3.3) qui déduit une matrice d'interaction à partir d'un jeu de données aléatoires de commandes et de mesures, en faisant l'hypothèse d'une loi quadratique théorique ($a(V_i) \propto V_i^2$).

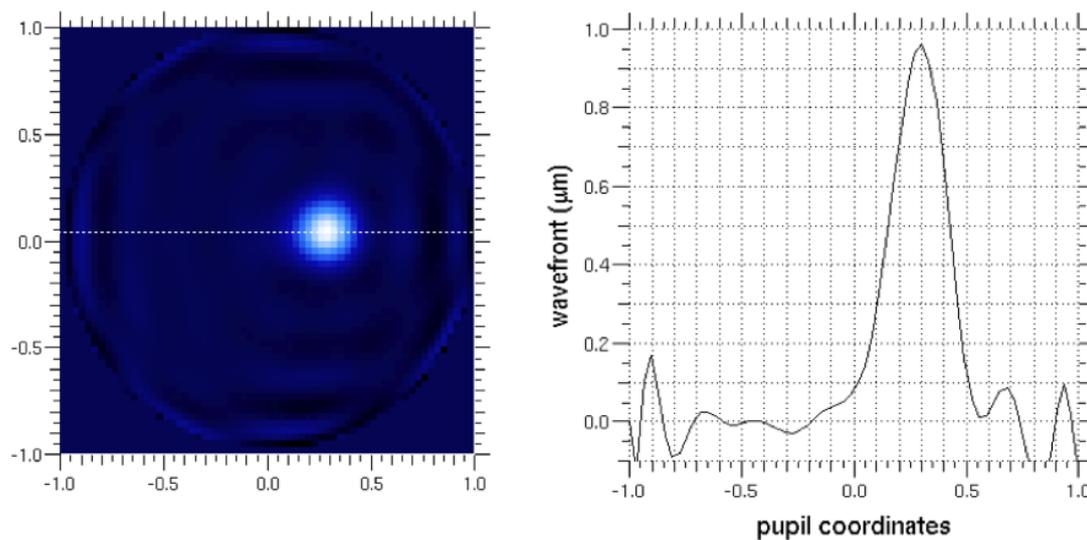


FIG. 5.13 – *A gauche : carte de phase reconstruite d'une fonction d'influence. A droite : Coupe de la fonction d'influence (le long de la ligne blanche en pointillés). Les oscillations sur les bords de pupille sont dus à un problème de reconstruction.*

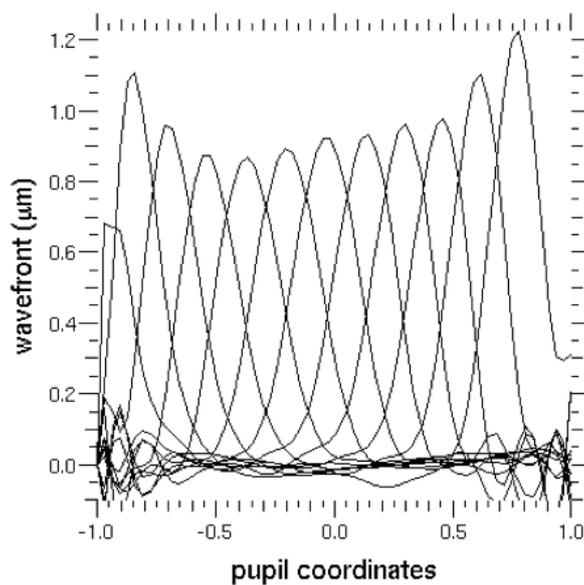


FIG. 5.14 – *Coupe des fonctions d'influences reconstruites pour des électrodes d'un même ligne.*

3. Méthode #3 : Cette méthode de calibration est un *mélange* de la *méthode de rampe* et de la *méthode par mesure aléatoires*. On déduit une matrice d'interaction à partir d'un jeu de données aléatoires de commandes et de mesures (méthode de mesures aléatoires) tout en utilisant les coefficients $a(V_i)$ mesurés dans la *méthode #1* (méthode de rampe).

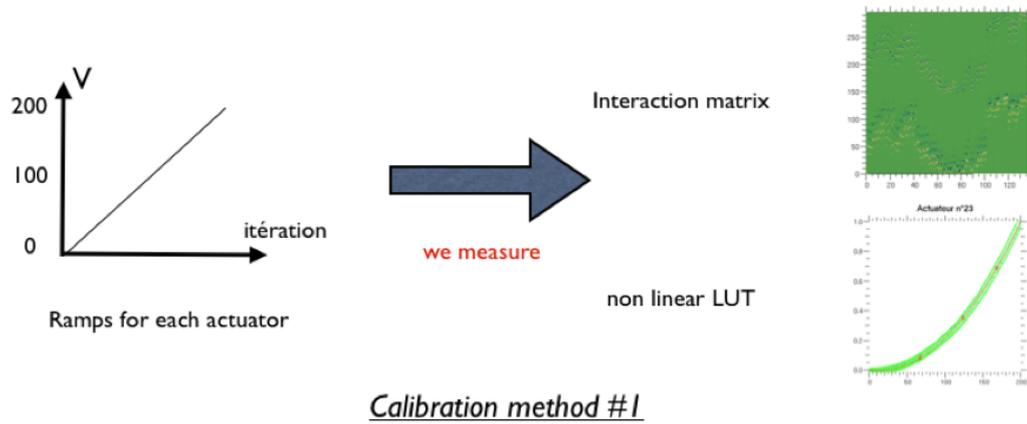


FIG. 5.15 – Principe de la méthode de calibration numéro 1 (méthode de rampe). La loi non-linéaire (LUT) et la matrice d'interaction sont mesurées.

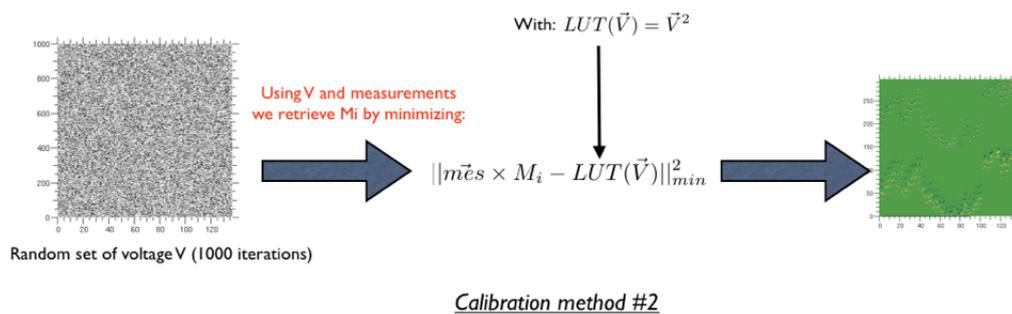


FIG. 5.16 – Principe de la méthode de calibration numéro 2 (méthode de mesures aléatoires). La matrice d'interaction est déduite du jeu de mesures en utilisant une loi non linéaire (LUT) supposée quadratique.

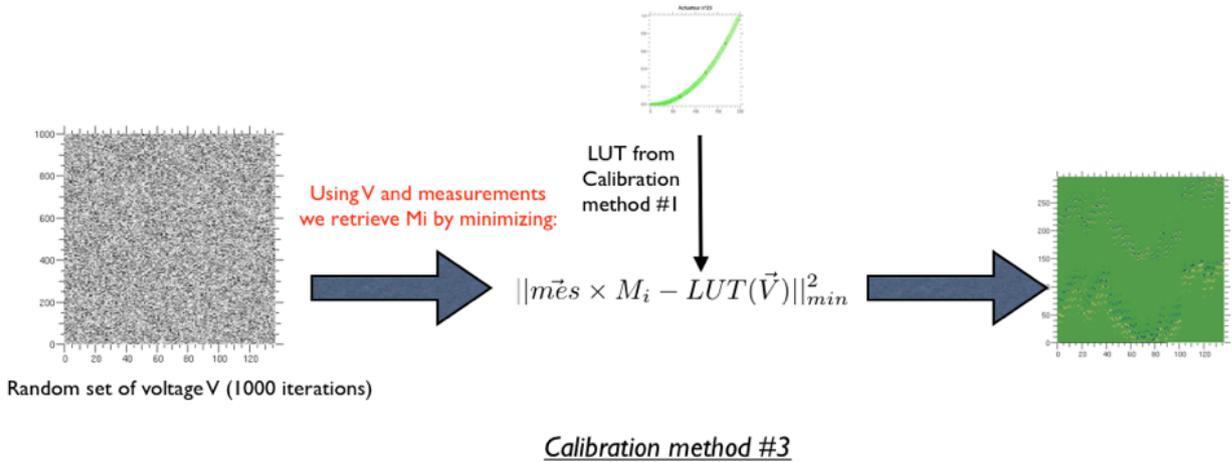


FIG. 5.17 – Principe de la méthode de calibration numéro 3 (méthode de mesures aléatoires couplée à la méthode de rampe). La matrice d’interaction est déduite du jeu de mesures en utilisant une loi non linéaire (LUT) mesurée par la méthode de rampe.

5.4.5 Test du miroir en boucle ouverte.

Pour chacune des 3 méthodes de calibration, nous appliquons un jeu de 100 tensions aléatoires. Nous mesurons avec l’analyseur de front d’onde la forme du miroir puis nous la comparons avec la prédiction fournie par 3 modèles de calibration. Notons qu’il n’y a pas d’erreur de fitting car les mesures générées restent dans la base du miroir. Les résultats d’erreur de contrôle en boucle ouverte pour chaque méthode de calibration sont montrés en figure 5.18. Le front d’onde initial à corriger est de 800nm rms.

La méthode de calibration par rampe (# 1) est la plus simple mais reste très sommaire. C’est celle qui donne le plus mauvais résultat (courbe rouge en figure 5.18). L’erreur de boucle ouverte moyenne est de 25% avec de grandes disparités suivant la forme du front d’onde à corriger (de 13% à 38%). Cette méthode souffre de la variation de sensibilité de chaque actionneur due au couplage important des électrodes sur le BOSTON140 (ignoré et non mesuré par cette méthode).

La méthode de calibration par mesures aléatoires (# 2) réalise des performances nettement supérieures avec une erreur de boucle ouverte d’environ 7% du front d’onde initial (courbe bleue). Il est important de noter que cette méthode fait l’hypothèse d’une loi quadratique pure et non mesurée. Les tests effectués avec une loi non-linéaire déduite des mesures aléatoires n’a cependant pas amélioré significativement les performances de contrôle en boucle ouverte ce qui a été plutôt décevant. L’explication provient du fait que la loi quadratique retrouvée à partir des mesures reste trop proche des mesures desquelles elle a été déduite. En d’autres termes cette loi convient uniquement au jeu de donnée d’apprentissage. Il est cependant possible que l’augmentation du nombre de données aléatoires utilisées pour déduire la loi non-linéaire résolve ce problème.

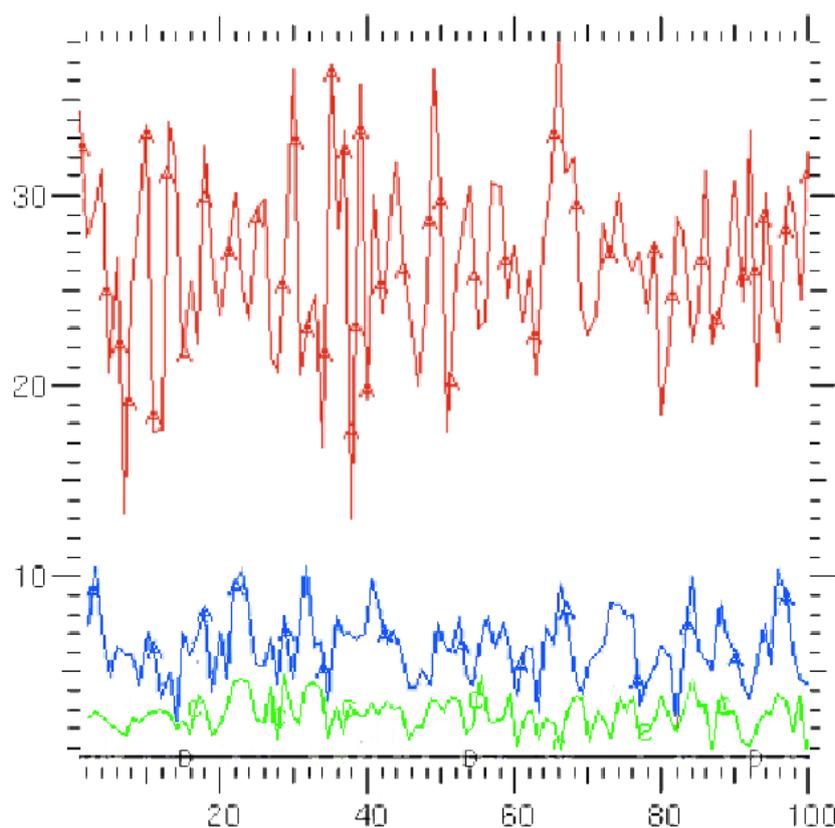


FIG. 5.18 – Erreur résiduelle (en % du front d'onde initial) pour 100 fronts d'ondes différents. Trois méthodes de calibration sont utilisées, la méthode de calibration par rampes (#1 en rouge), par mesures aléatoires (#2 en bleu) et un mélange entre les 2 méthodes de calibrations par rampes et mesures aléatoires(#3 en vert). Le front d'onde initial à corriger est de 800nm rms.

La dernière méthode mise au point (# 3) reprend en quelque sorte le meilleur de chaque méthode de calibration (rampe et mesures aléatoires). Il semble en effet que la meilleure méthode pour déterminer la loi non-linéaire reste la méthode de rampe même si celle-ci est déduite lors d'un fonctionnement particulier du miroir. Cependant elle ne mesure pas le couplage des électrodes entre elles, ce que fait en revanche, la méthode de calibration par mesures aléatoires. Ainsi en couplant la loi non-linéaire mesurée par la méthode de rampe et la matrice d'interaction mesurée par la méthode de mesures aléatoires, nous parvenons à une performance de pilotage en boucle ouverte de 2% du front d'onde initial (courbe verte).

Nous voulons maintenant tester la robustesse de la méthode #3 quand le miroir est centré sur une valeur particulière correspondant à une forte aberration statique que le miroir déformable doit corriger. La figure 5.19 montre l'évolution de l'erreur de boucle ouverte en ayant calibré le miroir déformable en utilisant la méthode #3 calibrée autour de la valeur 145V en faisant varier la tension médiane d'utilisation autour d'une certaine valeur en Volts. On constate une valeur minimum de cette erreur de boucle ouverte en $V=145V$ ce qui n'est pas surprenant puisque le miroir a bien été calibré autour de cette valeur. En revanche l'erreur augmente lorsqu'on s'éloigne de la valeur de calibration, autrement dit lorsque le miroir quitte le régime de fonctionnement pour lequel il a été calibré. La suite des tests présentés dans cette section utilisent néanmoins cette méthode #3.

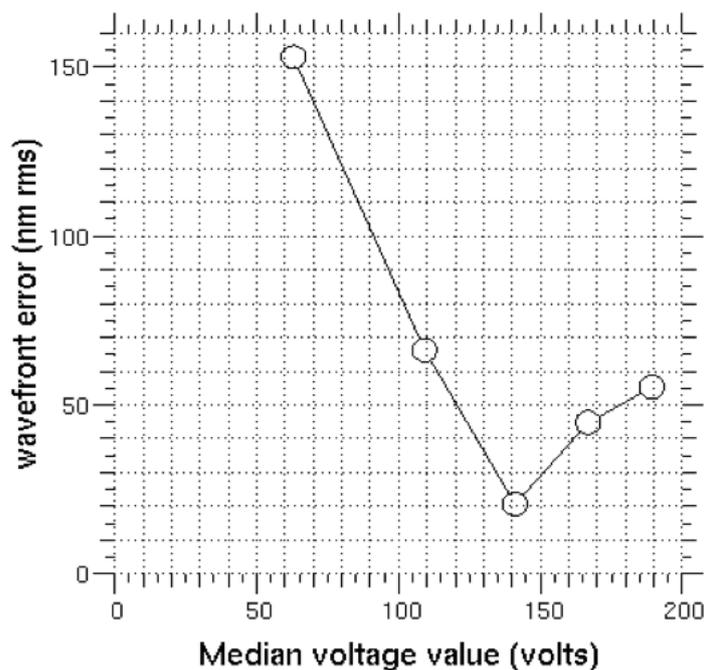


FIG. 5.19 – Erreur en nm rms en fonction de la tension médiane d'utilisation du miroir déformable.

Nous faisons maintenant varier l'amplitude des tensions aléatoires de test et mesurons l'erreur de boucle ouverte du miroir. Nous utilisons la méthode #3 calibrée autour de 145V et testée autour de cette même valeur. Les résultats sont présentés en figure 5.20. La courbe noire représente les valeurs de mesure de l'erreur de boucle ouverte (nm rms) en fonction de l'amplitude du front d'onde à corriger. Le bruit de mesure est d'environ 7nm rms (calculé à partir de la différence entre 2 mesures consécutives d'un même front d'onde). L'erreur de boucle ouverte du BOSTON140 semble être composé de la somme de 2 termes :

- une erreur proportionnelle au front d'onde initial d'environ 2%.
- une erreur systématique de 12.5nm rms.

L'erreur systématique de 12.5nm rms semble être composée de la somme quadratique du terme de bruit de mesure (7nm rms) + un terme d'origine inconnue d'environ 10nm rms. La courbe rouge correspond aux valeurs mesurées (courbe noire) auxquelles on a retranché quadratiquement 7nm rms de bruit + 10nm rms d'erreur systématique.

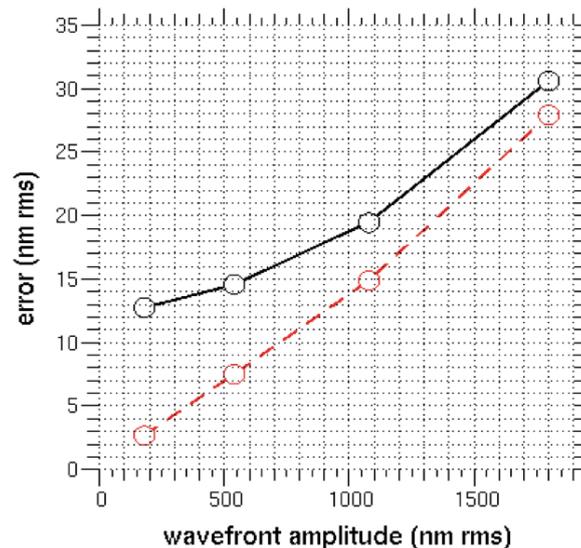


FIG. 5.20 – Erreur en nm rms en fonction de l'amplitude du front d'onde à corriger.

5.4.6 Mesure du couplage

Ce test démontre le couplage des électrodes du BOSTON140. Le test consiste à appliquer une tension V_1 à un premier jeu d'actionneurs du miroir déformable et une autre tension V_2 à un deuxième jeu d'actionneurs. Les tensions V_1 et V_2 parcourent tout l'espace de tensions possibles (0-200V). Pour chaque couple de tensions (V_1, V_2) on mesure la position (normalisée entre 0 et 1) du jeu d'actionneurs 2 en fonction de la position du jeu d'actionneurs 1. La position d'un actionneur est mesurée en reconstruisant le front d'onde à partir des mesures effectuées par le Shack-Hartmann et de l'inverse généralisée de la matrice d'interaction déduite de la méthode de calibration de rampes (#1).

Nous avons testé 3 configurations de jeux d'actionneurs qui sont présentés dans les exemples ci-dessous.

Exemple 1 : La figure 5.21 (droite) illustre le comportement des 2 jeux d'électrodes en fonction de la tension appliquée sur chaque jeu. La configuration des électrodes est illustrée à gauche de la figure 5.21. Sans aucun couplage cette figure devrait décrire un carré parfait. La surface rouge montre la déviation du jeu d'électrodes 2 engendrée par la position du jeu d'électrodes 1. Ceci est une démonstration du couplage des électrodes du BOSTON140. Notons que le quadrillage des lignes n'est pas régulièrement espacé à cause de la répartition non-linéaire entre 0 et 200V des tensions de tests V_1 et V_2 (rappelons que le comportement du miroir est quadratique).

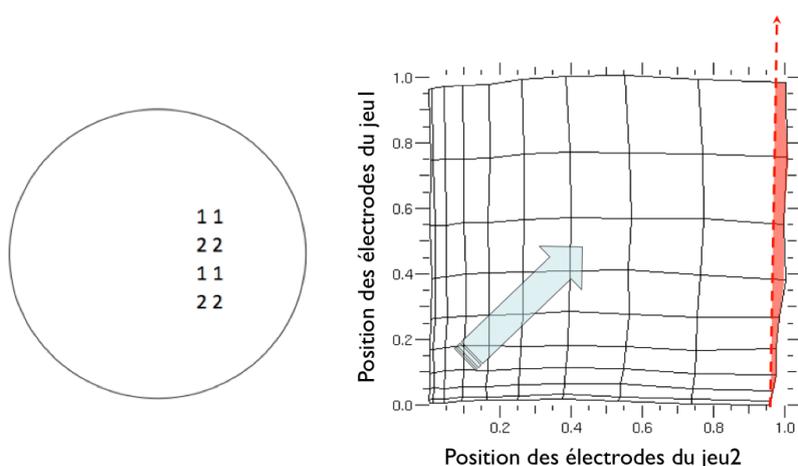


FIG. 5.21 – Exemple de couplage numéro 1. A Gauche : Position des 2 jeux d'électrodes. A droite : Position (en unités normalisées) du jeu d'électrodes 1 en fonction de la position des électrodes du jeu 2. La zone rouge correspond au couplage du jeu d'électrodes 2 par le jeu d'électrodes 1.

Exemple 2 : Cet exemple illustré en figure 5.22 montre, contrairement au précédent, un couplage négatif. On s'attend à ce que, lorsqu'on applique une tension sur 1 jeu actionneurs, la membrane soit plus proche de l'autre jeu d'actionneurs (i.e que l'espace d'air entre la membrane et l'électrode diminue)³, or c'est *exactement l'inverse* qui se produit ici. Nous n'avons pas trouvé de raison physique responsable de ce phénomène.

Exemple 3 : Ce dernier exemple, illustré en figure 5.23 montre que l'électrode centrale (jeu 1) est très fortement influencée par la position de toutes ses voisines directes (jeu 2). Il est possible que les phénomènes de couplages mis en évidence par ces tests permettent d'expliquer les 10nm rms d'erreur systématique (cf section précédente).

³Rappelons ici que l'on ne peut que « tirer » sur un miroir déformable de type électrostatique.

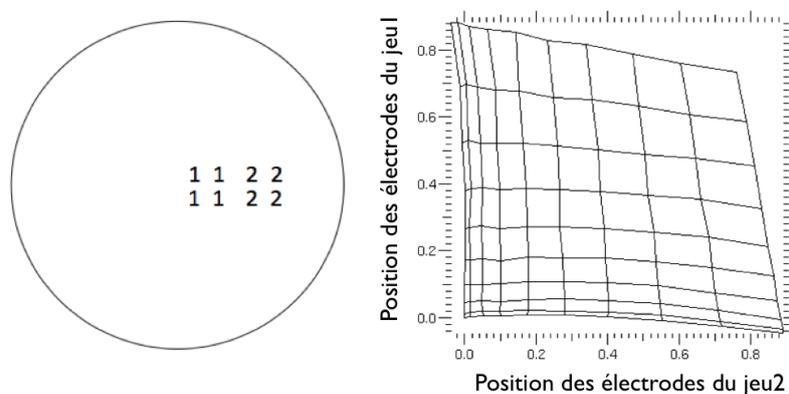


FIG. 5.22 – Exemple de couplage numéro 2. A Gauche : Position des 2 jeux d'électrodes. A droite : Position (en unités normalisées) du jeu d'électrodes 1 en fonction de la position des électrodes du jeu 2.

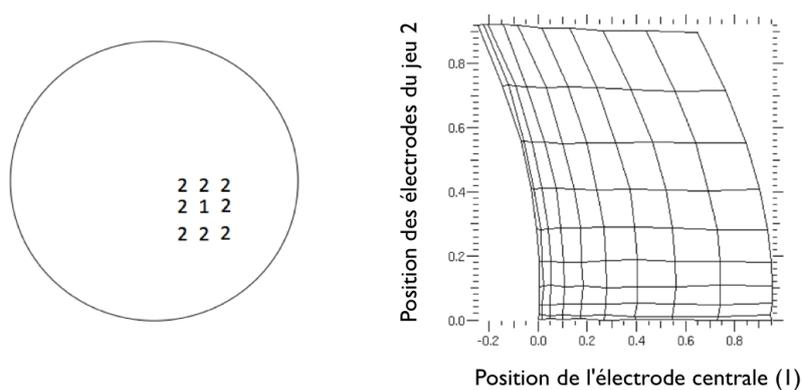


FIG. 5.23 – Exemple de couplage numéro 3. La position de l'électrode du centre (jeu 1) est très fortement dépendante de la position de toutes ses électrodes voisines (jeu 2).

5.4.7 Mesure de la bande passante du miroir.

La bande passante du BOSTON140 a été mesurée avec la méthode de stroboscopie décrite en section 5.2.2. Toutefois, à cause de l'impossibilité de prendre le signal en sortie de l'amplificateur au niveau de l'électrode de test nous avons été obligés de synchroniser le signal sur une autre électrode dont le câblage était plus accessible (en l'occurrence l'électrode numéro 2).

Nous avons constaté que les amplificateurs testés n'appliquent pas les tensions instantanément sur les 140 actionneurs. Il semble en effet que les tensions soient appliquées séquentiellement en suivant le numéro croissant d'actionneur. Il en résulte que la mesure temporelle effectuée comprend le délai de réponse de l'amplificateur, la réponse temporelle de l'amplificateur et enfin la réponse intrinsèque du miroir déformable. La figure 5.24 illustre la position de 3 actionneurs testés dans la pupille.

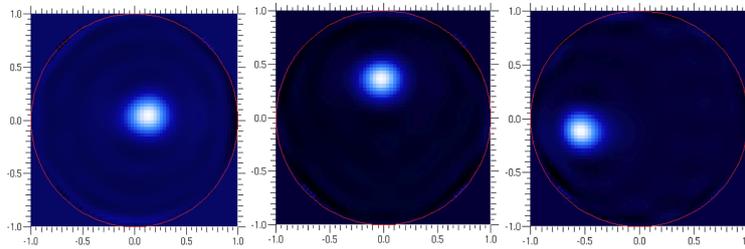


FIG. 5.24 – Position des 3 électrodes étudiées pour la mesure temporelle.

La figure 5.25 représente la position de chacun des 3 actionneurs testés, numéros 27, 33 et 102, en fonction du temps (respectivement les 3 courbes noires de gauche à droite). Il semble que l'actionneur 102 ait un délai de réponse plus important que les actionneurs 27 et 33. Rappelons que l'actionneur utilisé pour trigger le signal lumineux est électrode numéro 2. La durée du signal stroboscopique utilisée pour mesurer la position de l'électrode est de $30\mu\text{s}$ (représenté en courbe rouge). Il semble qu'il n'y ait pas de différences temporelles mesurables entre chacune des 3 électrodes étudiées excepté le délai variable provenant du délai de réponse des amplificateurs. La figure 5.26 illustre le comportement temporel de l'électrode 27. Celle-ci met respectivement 250, 337 et $567\mu\text{s}$ pour atteindre 90%, 95% et 99% de sa position finale soit une bande passante de 1700Hz.

5.4.8 Conclusion sur le pilotage en boucle ouverte du BOSTON140

J'ai démontré dans cette section qu'une méthode de calibration de type mesures aléatoires modifiée permet d'atteindre des performances de contrôle en boucle ouverte de l'ordre de 2% d'erreur par rapport au front d'onde initial à corriger. En supposant que la société BOSTON Micromachines soit susceptible de fabriquer un miroir déformable avec le bon nombre d'actionneurs et la course suffisante tout en gardant les propriétés du BOSTON140, il serait alors un candidat potentiel pour EAGLE d'autant que les capacités temporelles du miroir remplissent également les spécifications requises.

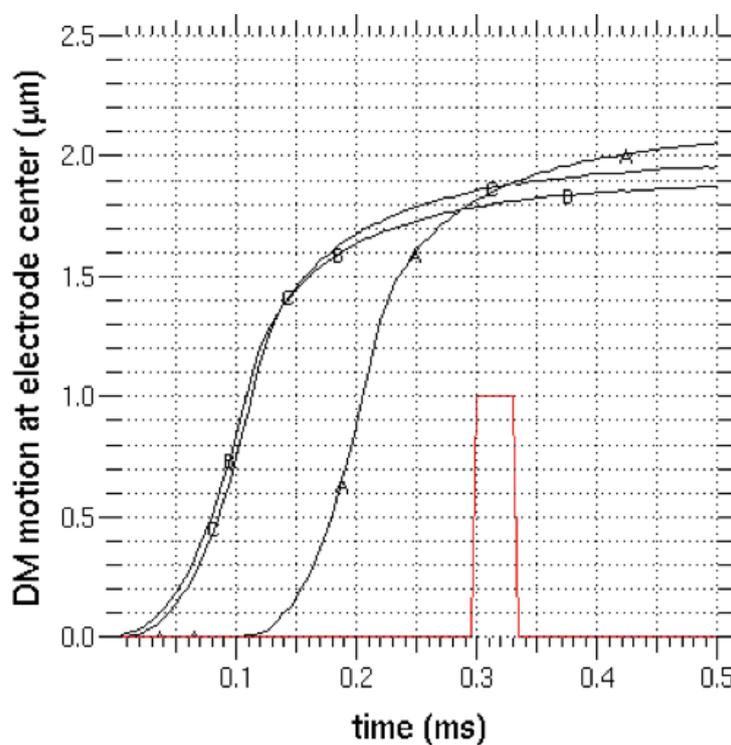


FIG. 5.25 – Position mesurée de l'électrode ($\mu\text{m rms}$) en fonction du temps (ms). La courbe rouge illustre la longueur du flash (indicative uniquement).

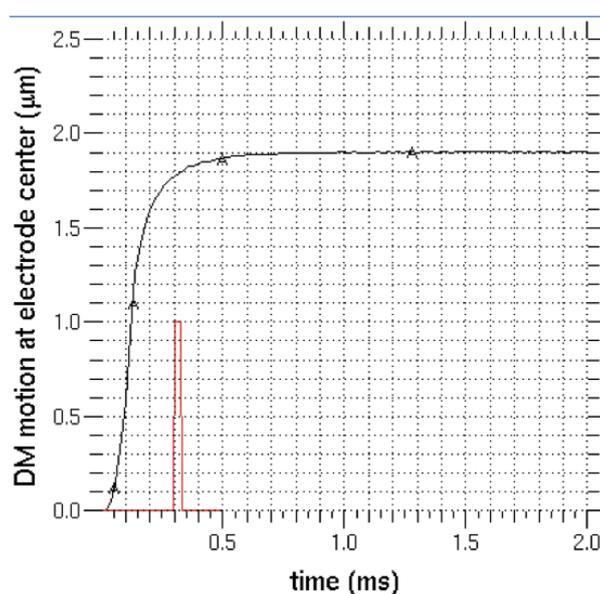


FIG. 5.26 – Position de l'électrode numéro 27 en fonction du temps.

5.5 Test du miroir déformable magnétique ALPAO à 52 actionneurs

Le miroir déformable à 52 actionneurs de la société ALPAO est de type magnétique. Les amplificateurs utilisés furent ceux fournis par la société ALPAO. Notons que le miroir déformable testé est dorénavant intitulé « low speed » par la société ALPAO. En effet depuis notre test, ALPAO est maintenant en mesure de fournir des versions « High speed » dont la bande passante est annoncée comme nettement supérieure à la version « Low speed » ici testée.



FIG. 5.27 – Le miroir déformable ALPAO à 52 actionneurs (version « Low speed »).

5.5.1 Mesure de la linéarité

Le modèle le plus pertinent pour les miroirs magnétiques est le modèle linéaire (cf section 4.1).

Comme attendu, nous avons effectivement observé une grande linéarité de la réponse d'un actionneur en fonction de la tension appliquée (figure 5.29). L'erreur de linéarité constatée est de l'ordre de 3% (avec un maximum mesuré à 5%). En revanche, sur certaines électrodes nous avons constaté une « linéarité par morceaux » en appliquant soit des tensions soit positives soit négatives. Il existe en effet un point d'inflexion en 0V (voir figure 5.30). En d'autres termes la pente de la droite de l'amplitude en fonction de la tension appliquée varie suivant si on applique une tension négative ou positive. Nous avons mesuré sur certaines électrodes jusqu'à des écarts de plus de 30%. Nous soupçonnons principalement un mauvais comportement des amplificateurs utilisés, qui contrôlent le miroir déformable en tension et non en courant. ALPAO fournissant maintenant des amplificateurs permettant de commander le miroir déformable en courant, ce problème ne devrait plus apparaître avec les nouvelles versions (à confirmer).

	Low Speed dm52
Distance entre actionneurs	
Nombre d'actionneurs	52
Diamètre	15 mm
Planéité en boucle fermée	7 nm RMS
Course tip/tilt (front d'onde)	+/- 50 μm
Course inter-actionneur (front d'onde)	> 1.0 μm
Course 3x3 (front d'onde)	TBD
Bande passante	200 Hz
Erreurs d'hystérèse	< 3%

FIG. 5.28 – Données constructeur du miroir ALPAO à 52 actionneurs (version « Low speed »).

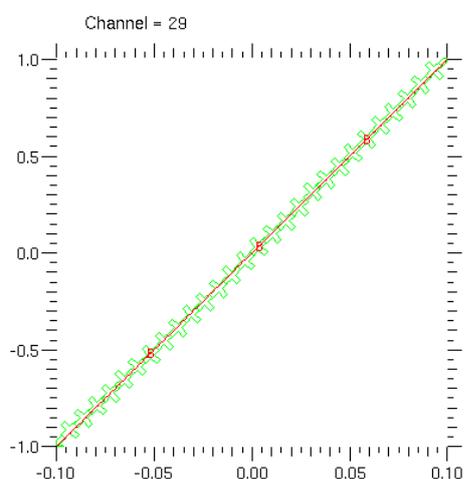


FIG. 5.29 – Linéarité du miroir ALPAO52 (électrode 29). Point de mesures en croix vertes.

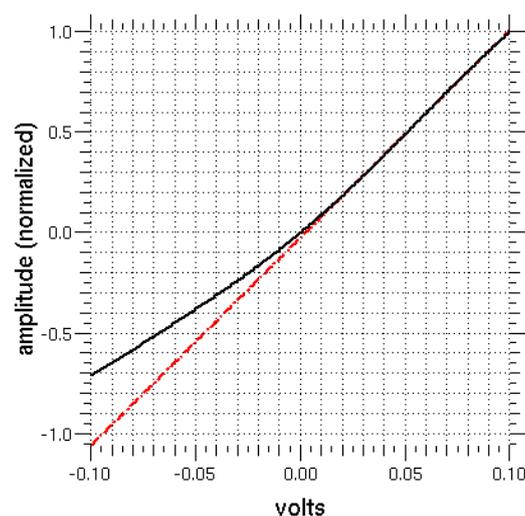


FIG. 5.30 – Amplitude de l'électrode 27 (en noir) en fonction de la tension appliquée (entre -0.1 et 0.1 Volts).

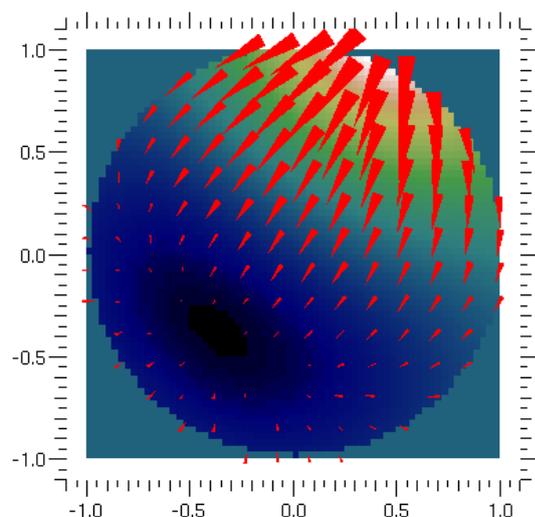


FIG. 5.31 – Présence d'un creux se formant sur la membrane dans la direction opposée à l'électrode sollicitée. Superposition des pentes du SH (flèches en rouge) et de la carte de phase reconstituée (en arrière plan).

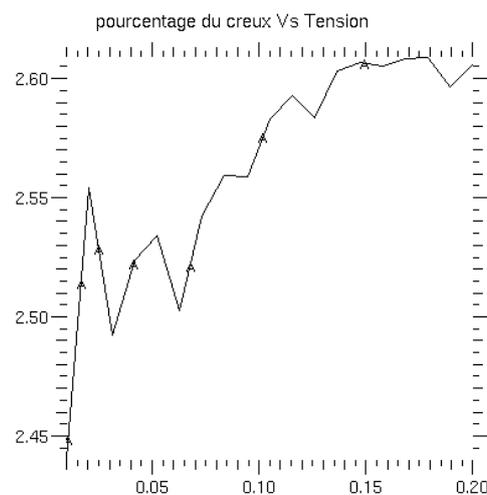


FIG. 5.32 – L'amplitude du creux est à peu près constante autour de 2.5% de l'amplitude totale en fonction de la tension appliquée à l'électrode (de 0 à 0.2V)

5.5.2 Couplage

Nous avons remarqué qu'en sollicitant une électrode située proche du bord de la pupille il est possible d'observer un « effet de creux » situé à l'opposé de cette même électrode (figure 5.31). L'amplitude mesurée de cette dépression reste de l'ordre de 2.5% par rapport au reste de la déformée obtenue et ce, quelle que soit la gamme de tension appliquée (figure 5.32).

Du fait de l'apparition d'une dépression dans la forme produite par certains actionneurs du miroir déformable nous nous attendions à mesurer un couplage important entre les électrodes du bord et celles présentes dans la zone concernée. Malheureusement la mesure du couplage n'a rien montré de significatif.

5.5.3 Test du miroir en boucle ouverte

Nous avons générés plusieurs fronts d'ondes de types Kolmogorov dont les erreurs vont de quelques centaines de nanomètres à $2\mu\text{m}$ rms. Comme tous les miroirs déformables testés, nous appliquons les tensions correspondantes en les projetant sur la matrice d'interaction du miroir déformable et mesurons la différence entre le front d'onde généré théoriquement et celui mesuré par le Shack-Hartmann.

Les figures 5.33 et 5.34 présentent respectivement un front d'onde calculé théoriquement par le modèle linéaire (à gauche) et le front d'onde réel produit par le miroir déformable

ALPAO52 (à droite). Les mesures ainsi effectuées sur un grand nombre de front d'onde différents (dominés ou non par le tilt) nous montrent que les écarts entre la forme prédite du miroir déformable et sa forme réelle varient entre 3 et 5% rms du front d'onde initial soit une valeur inférieure à 50nm pour un front d'onde de $1\mu\text{m}$ rms. A noter que l'on est plus proche de 3 à 4% d'erreur rms lorsque le miroir ne corrige pas le tilt (contre 4-5% rms avec correction du tip-tilt).

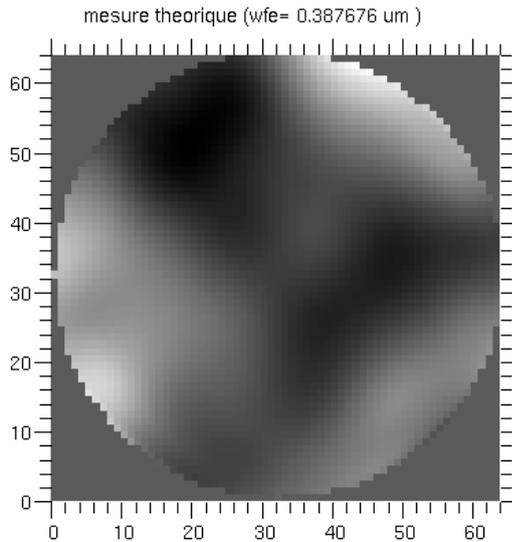


FIG. 5.33 – Exemple d'un front d'onde théorique de type Kolmogorov calculé par le modèle linéaire.

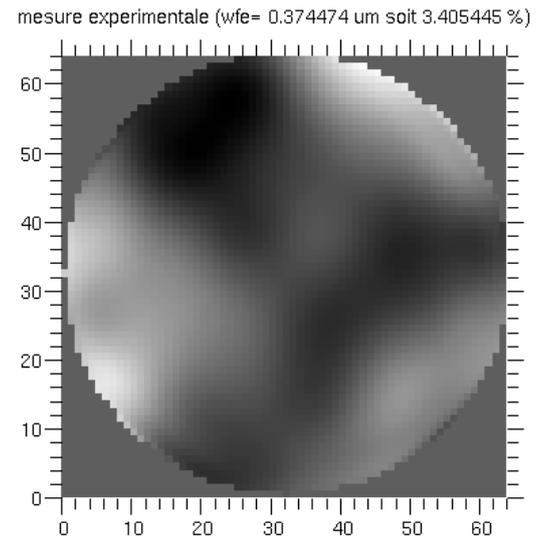


FIG. 5.34 – Mesure expérimentale du front d'onde produit par le miroir déformable ALPAO52.

On peut également comparer les tensions mesurées par rapport aux tensions théoriques, déduites du front d'onde théorique généré. Le résultat est présenté en figure 5.35.

5.5.4 Bande passante

Le principe de ce test est rappelé en section 5.2.2. Nous avons effectué la mesure de la bande passante du miroir ALPAO52 sur 2 électrodes tests (cf figure 5.36), l'une située sur la périphérie de la pupille du miroir (électrode n°7) et l'autre au centre de celui-ci (électrode n° 31).

Les résultats des temps de montée des électrodes 7 et 31 sont respectivement présentés en figure 5.37 et 5.38. Pour une tension appliquée de 0.2V, le temps de stabilisation des 2 électrodes est d'environ 25ms. Notons qu'au delà de 30ms l'actionneur a atteint environ 95% de sa course finale. Le régime transitoire est composé d'une dizaine de rebonds dont le premier dépasse de 20% (électrode 31) à plus de 35% (électrode 7) de la valeur de la position finale. Les principales fréquences de résonances sont à 330, 570, 785, 1330Hz comme le montre la densité spectrale de puissance du miroir présenté en figure 5.39. La bande passante du miroir est de l'ordre d'une *centaine de hertz*.

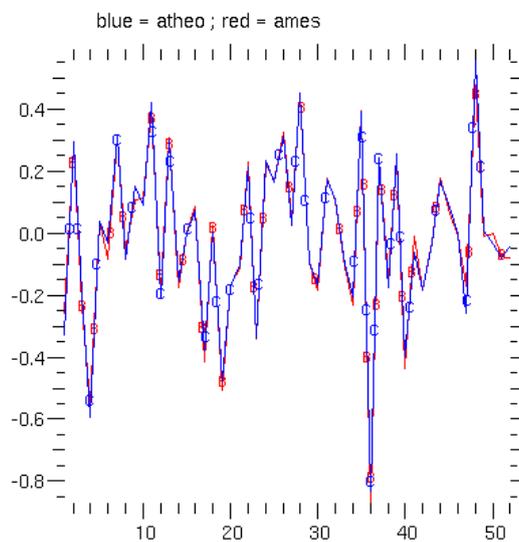


FIG. 5.35 – Tensions appliquées (en Volts) pour chacune des 52 électrodes (mesurées en rouge et théoriques en bleu)

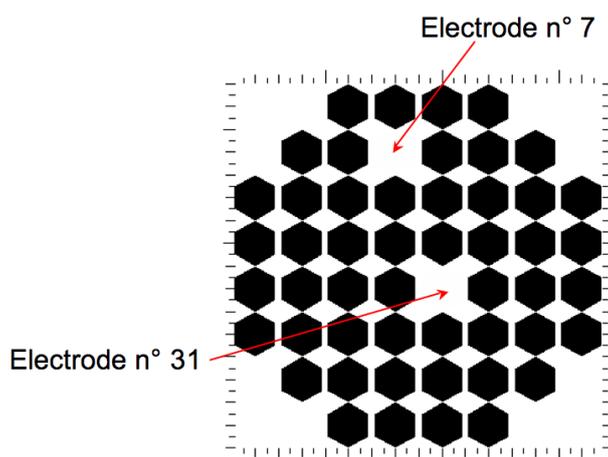


FIG. 5.36 – Électrodes mesurées pour le test de la bande passante

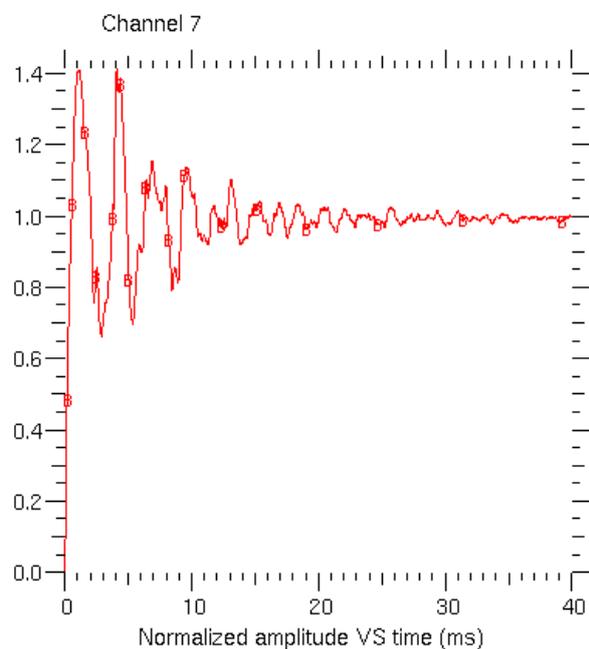


FIG. 5.37 – Temps de montée de l'électrode N°7

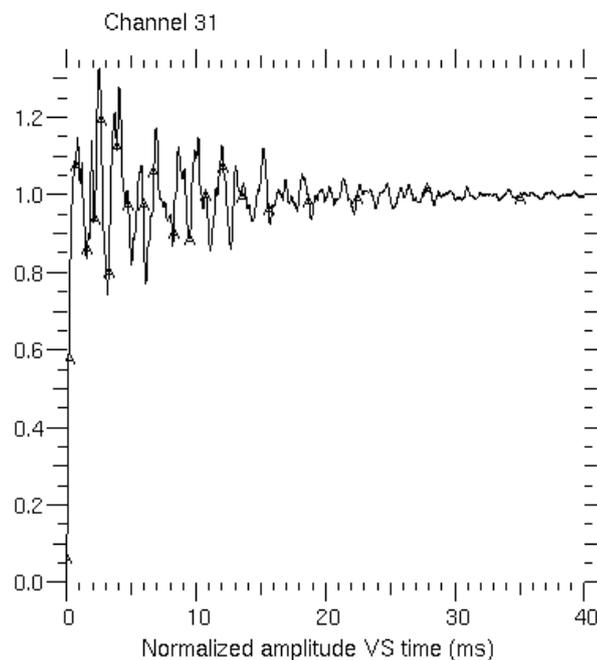


FIG. 5.38 – Temps de montée de l'électrode N°31

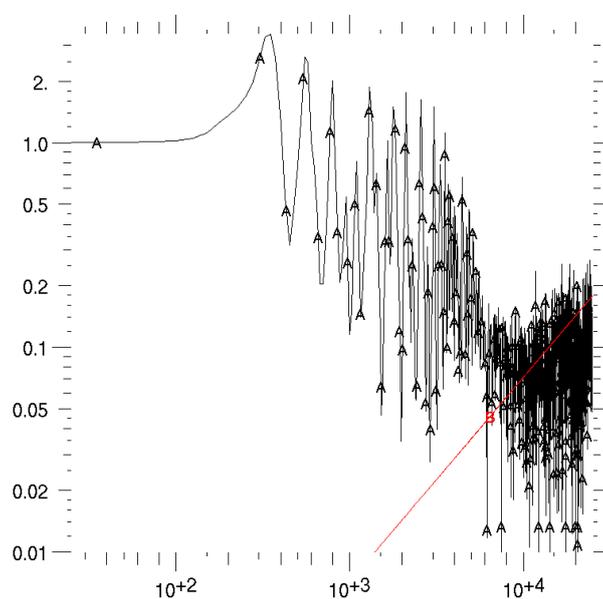


FIG. 5.39 – Spectre de puissance du miroir.

5.5.5 Conclusion sur le pilotage en boucle ouverte du miroir ALPAO52

Le miroir déformable ALPAO52 possède une erreur de linéarité relativement faible, mesurée comme étant de 3% en moyenne (max 5%). Il est possible de piloter le miroir déformable jusqu'à une précision en boucle ouverte de l'ordre de 3 à 4% d'erreur (max à 8%) en utilisant le modèle linéaire classique. Malheureusement, la bande passante du miroir ALPAO52 testé (version « Low speed ») est d'environ une centaine de Hertz ce qui en limite irrémédiablement ses applications en optique adaptative pour l'astronomie.

5.6 Test du miroir déformable de CANARY de type piézo-électrique à 52 actionneurs

5.6.1 Présentation

Le miroir déformable de type piézo-électrique ici testé est en réalité le miroir déformable de l'instrument ADONIS qui fût installé sur le télescope de 3.6m de l'ESO au Chili en 1993 avant d'être retiré en 2001. Ce miroir déformable fut construit à l'époque par la société Laserdot (qui fait maintenant partie de la société CILAS). Le miroir dispose de 64 actionneurs piézo-électriques dont 52 réellement utiles dans la pupille. La figure 5.40 montre le miroir ADONIS testé sur le banc SESAME. Ce miroir déformable a été choisi pour être utilisé sur l'instrument CANARY. La figure 5.41 illustre la numérotation des 52 actionneurs telle qu'utilisée lors des tests.

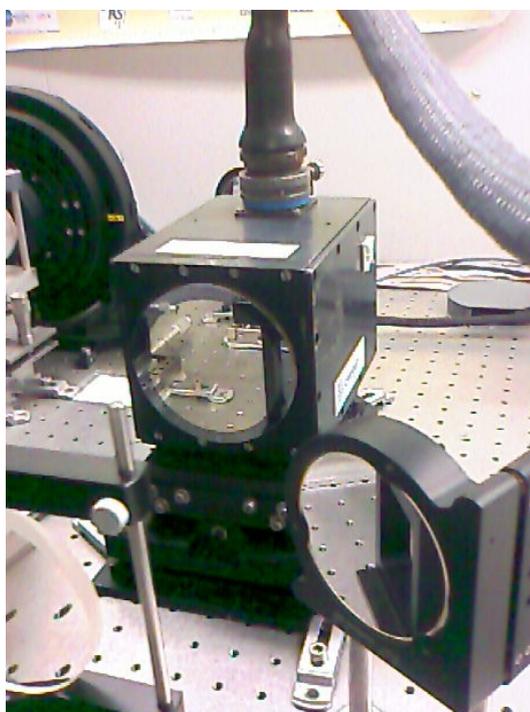


FIG. 5.40 – *Le miroir déformable de CANARY à 52 actionneurs en cours de tests sur le banc SESAME.*

5.6.2 Course du miroir

Dans CANARY ce miroir déformable est placé après le miroir de basculement chargé de compenser le tip-tilt. La figure 5.42 illustre la course nécessaire du miroir déformable sans le mode tip-tilt (en microns rms) pour un seeing donné (en secondes d'arc) sur l'instrument

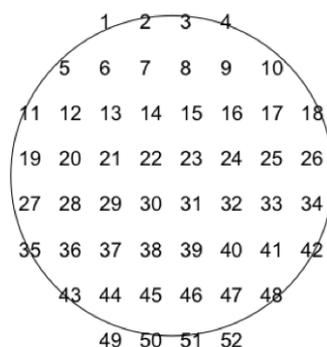


FIG. 5.41 – Numérotation des actionneurs utilisée lors du test du miroir ADONIS.

CANARY. La valeur est calculée est définie comme étant 3 fois la valeur donnée par l'équation 2.30 afin de corriger statistiquement 99.7% des fluctuations de l'atmosphère (3σ). Afin de couvrir un seeing de 0.5" à 2" il faut environ $4\mu\text{m}$ rms de course du miroir pour corriger la totalité de la turbulence. A noter que la course réelle doit être supérieure d'environ 10% à cette valeur car il faut tenir compte des éventuelles aberrations statiques que le miroir déformable est susceptible de corriger.

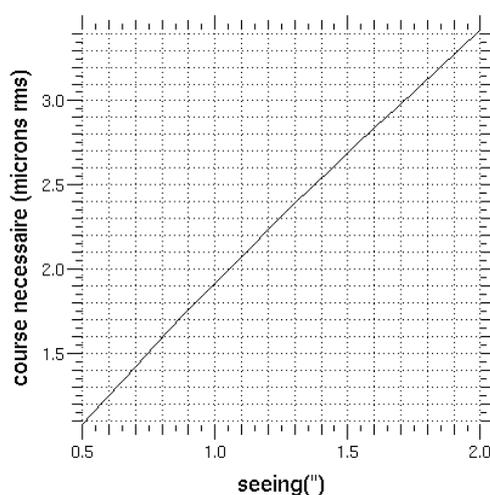


FIG. 5.42 – Course nécessaire pour le miroir déformable de CANARY (en microns rms) afin de couvrir 99.7% des fluctuations de l'atmosphère (3σ) pour un seeing donné (en ")

La tension maximum applicable sur chacune des électrodes est de 10V (tension de sortie avant l'étage d'amplification) mais, en pratique, limitée à 8 V par l'amplificateur. La figure 5.43 montre que la course disponible pour chaque actionneur est en moyenne de $\pm 6\mu\text{m}$ rms. Notons que certaines électrodes ne dépassent pas une course de $\pm 4\mu\text{m}$ rms à cause

de leur positions à l'extérieur de la pupille.

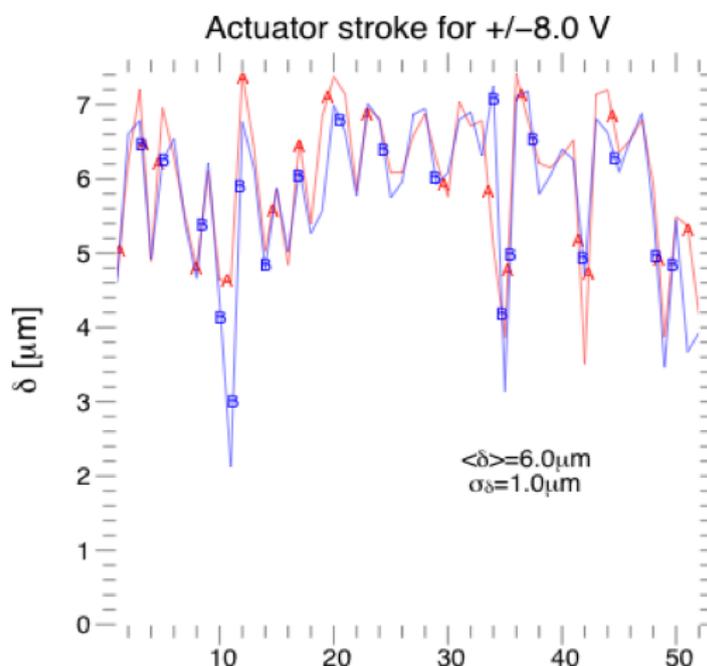


FIG. 5.43 – Course réelle ($\mu\text{m rms}$) de tous les actionneurs du miroir ADONIS. En rouge tensions positives (+8V), en bleu tensions négatives (-8V)

5.6.3 Mesure de l'hystérésis

Les miroirs de type piézo-électriques sont connus pour souffrir d'effets d'hysteresis. Cet effet non limitant en boucle fermée devient particulièrement crucial en boucle ouverte.

Les tests effectués ont consisté à appliquer des rampes successives de tensions entre +8V et -8V (cf figure 5.44). Les résultats présentés en figure 5.45 montrent la position de l'actionneur 40 en fonction de la tension appliquée. La courbe noire représente la position de l'électrode (en microns rms) lorsque celle-ci est « poussée », la courbe rouge lorsqu'elle est « tirée ». La différence entre les 2 courbes illustre le phénomène d'hystérésis. Cette mesure est typique pour tous les actionneurs du miroir ADONIS et est parfaitement reproductible.

La différence de position maximum entre l'aller (courbe noire) et le retour (courbe rouge) est de 200nm rms (autour de 0V). Sur une course complète de tout le cycle d'hysteresis de 12 μm la différence est de 160nm rms soit 1.3% de la course totale demandée. Notons que cette valeur est relativement faible comparée à celle rencontrée pour d'autres miroirs déformables de même type dont la différence de position de l'actionneur due à l'hystérésis peut parfois dépasser les 20%. L'hystérésis n'est donc pas un facteur limitant pour le contrôle en boucle ouverte du miroir déformable de CANARY.

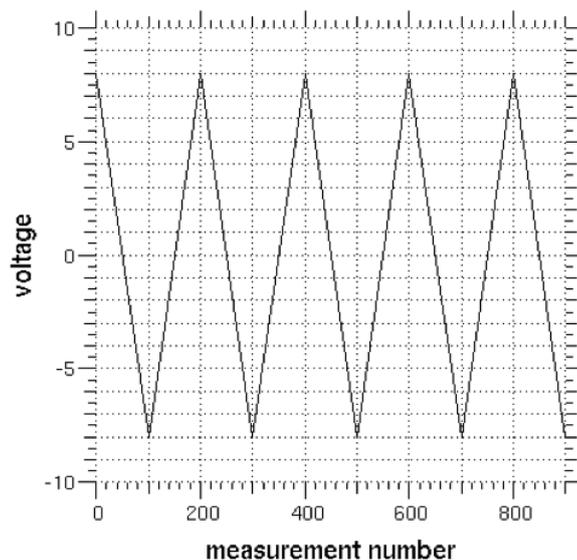


FIG. 5.44 – Tensions appliquées afin de mettre en évidence le phénomène d'hystérésis.

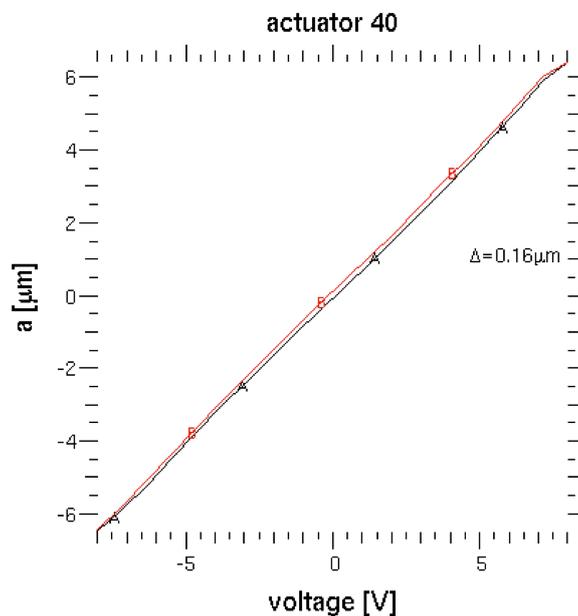


FIG. 5.45 – Mise en évidence du phénomène d'hysteresis sur le miroir déformable de CANARY.

5.6.4 Mesure de l'effet de creep

L'effet de « creep » a pour origine, comme l'hystérésis, la polarisation rémanente des barreaux piézoélectriques. Il a pour effet de déplacer la position d'une électrode en fonction du temps. Un des tests effectués consiste à $t=0$ à appliquer 5V sur l'actionneur 14. La position de l'électrode est ensuite mesurée 1000 fois environ toutes les 500ms. On applique ensuite 0V puis on mesure de nouveau la position toutes les 500ms. La figure 5.46 illustre l'effet de creep mesuré pour l'électrode numéro 14. On constate une amplitude de déplacement d'environ 500nm rms pendant plus de 8 minutes.

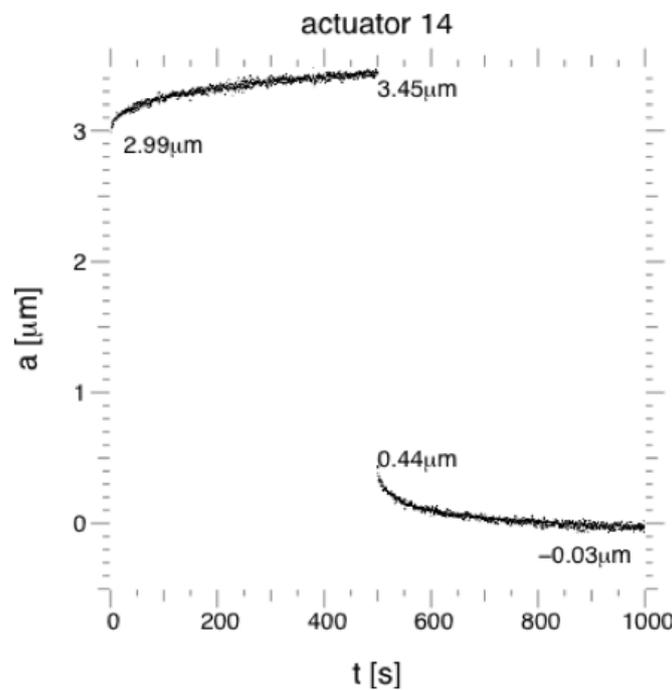


FIG. 5.46 – Mise en évidence du phénomène de « Creep ».

La loi de caractérisant la position d'un actionneur en fonction du temps $p(t)$, affecté par l'effet de creep caractérisé par un facteur de creep G peut s'écrire sous la forme :

$$p(t) = p(t_0) \left(1 + G \cdot \log \frac{t}{t_0} \right) \quad (5.3)$$

Les valeurs déduites des données de mesures donnent un facteur de creep $G=0.03$ pour le miroir ADONIS. Cette valeur est relativement élevée comparé aux facteurs typiques de 0.01 à 0.02.

5.6.5 Méthode de calibration par sinusoïdes

Le modèle le plus adéquat pour piloter le miroir déformable ADONIS est le modèle linéaire. Plusieurs types de matrices d'interaction ont été testées. La plus classique en optique adaptative consiste à pousser puis tirer un actionneur et de diviser la course mesurée par 2. Nous avons également testé la méthode de calibration de rampes (cf description section 5.3.2) puis celle de la méthode par mesures aléatoires (cf section 5.3.3)

Une méthode de calibration utilisant des vagues sinusoïdales de fréquences différentes a également été mise au point. Elle consiste à envoyer à chaque actionneur i du miroir déformable, une série de N_V tensions décrivant chacune une sinusoïde de fréquence différente tel que :

$$V(i, k) = v_0 \sin(2\pi.n.k/N_V), \text{ avec } n = 1 \dots N_{act} \text{ et } k = 1 \dots N_V \quad (5.4)$$

Comme les fonctions sinusoïdales ainsi créées sont orthogonales entre elles on peut écrire la propriété :

$$\frac{2}{N_V v_0^2} V.V^t = Id \quad (5.5)$$

On trouve alors la matrice d'interaction, Mi , en projetant les données mesurées D sur le jeu de tensions appliquées V :

$$Mi = \frac{2}{N_V v_0^2} D.V^t \quad (5.6)$$

5.6.6 Test du miroir de CANARY en boucle ouverte.

Toutes les méthodes de calibrations ont été testées autour de plusieurs valeurs de tensions de calibration représentatives de la force de la turbulence. La table 5.3 résume les données du test. La figure 5.47 montre les courbes de contrôle du miroir en boucle ouverte en suivant chacune des 4 méthodes de calibrations : sinusoïdes (en rouge), classique (vert), aléatoires (bleu) et par rampes (orange).

On constate un minimum d'erreur de contrôle en boucle ouverte lorsque le miroir déformable doit corriger des tensions proches de celles pour lequel il a été calibré. Cette remarque est valable pour chacune des méthodes de calibrations. La loi de correction n'est donc pas linéaire. Elle signifie que le miroir déformable *doit être calibré pour des conditions de seeing données* afin de minimiser les erreurs de contrôle.

Notons que l'erreur augmente fortement dans le cas où la tension moyenne de test est de 7V et ce, quelle que soit la méthode utilisée. Cet effet peut être expliqué par une limitation à 8V des tensions par l'amplificateur (maximum 8V avant amplification).

On constate enfin que les méthodes aboutissant aux erreurs de boucle ouverte les plus faibles sont essentiellement les méthodes de calibration par sinusoïdes ou mesures aléatoires. L'erreur varie alors typiquement entre 2 à 4% par rapport à l'erreur initiale à corriger.

Tension de calibration	Erreur de front d'onde totale (nm rms)	sin (1V)	sin (2V)	sin (4V)	Classique (1V)	Classique (3V)	Classique (7V)	Aléatoires (1V)	Aléatoires (4V)	Rampe (4V)	Rampe (7V)
0.5V	182	3,20 %	3,80 %	6,60 %	4,30 %	4,50 %	10 %	2,90 %	5,60 %	5,40 %	9,10 %
1V	367	2,20 %	2,70 %	5,80 %	4,00 %	3,50 %	9,30 %	1,90 %	4,70 %	4,50 %	8,30 %
2V	741	2,30 %	2,10 %	4,70 %	4,20 %	2,70 %	8,20 %	2,30 %	3,60 %	3,50 %	7,20 %
3V	1125	3,50 %	2,60 %	3,80 %	5,00 %	2,70 %	6,90 %	3,50 %	2,80 %	3 %	6 %
4V	1522,0	5,00 %	4,00 %	3,40 %	6,20 %	3,60 %	5,80 %	5,10 %	2,90 %	3,40 %	5 %
5V	1931,0	7,00 %	6,10 %	4,70 %	8,00 %	5,60 %	5,60 %	7,10 %	4,60 %	5,20 %	5,10 %
6V	2333	12,90 %	12,40 %	11,70 %	13,40 %	12,10 %	12,00 %	12,90 %	11,70 %	11,90 %	11,80 %

TAB. 5.3 – Erreur de boucle ouverte (%) en fonction du front d'onde initial pour chacune des méthodes de calibrations testées. En jaune sont surlignées les 2 meilleures performances pour une tension de test donnée.

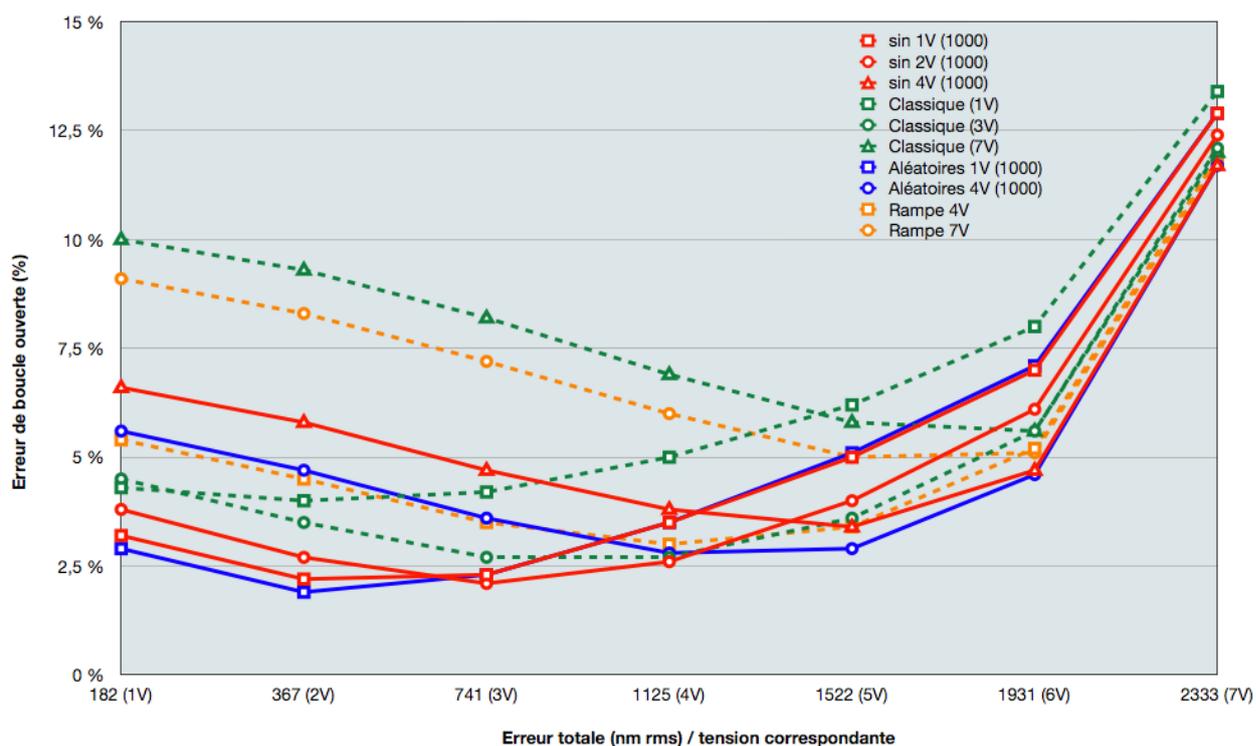


FIG. 5.47 – Erreur de boucle ouverte (%) en fonction du front d'onde initial pour chacune des méthodes de calibration (cf texte).

5.6.7 Conclusion sur le pilotage du miroir de CANARY en boucle ouverte.

Les méthodes de calibrations effectuées ont permis de contrôler le miroir de CANARY en boucle ouverte avec une précision variant de 3 à 8% de la course demandée. Les meilleures performances sont atteintes avec les méthodes de calibration par sinusoides ou par mesures aléatoires (2-4%). Cette performance est parfaitement compatible pour une commande en boucle ouverte sur CANARY où l'erreur de fitting reste dominante tant que cette erreur de pilotage en boucle ouverte est inférieure à 12% du front d'onde initial à corriger. A noter que l'hystérésis de ce miroir déformable ne compte que pour une petite partie de l'erreur en boucle ouverte (quelques pourcents), la majeure partie, dont l'origine est encore inconnue, restant à déterminer.

5.7 Conclusion générale sur le pilotage d'un miroir déformable en boucle ouverte.

Cette partie, dédiée aux tests sur le contrôle en boucle ouverte de miroirs déformables, a permis de mettre en évidence certains points critiques. La table 7.1 résume les performances de chacun des miroirs déformables testés en fonction des modèles et méthodes de calibrations utilisées.

Dans le cadre de l'instrument EAGLE, les miroirs déformables de type électrostatiques semblent atteindre les performances requises pour le contrôle en boucle ouverte ($< 2\%$ d'erreur rms) moyennant l'utilisation d'une méthode de calibration adaptée au miroir ainsi qu'aux conditions de turbulence données. Leurs caractéristiques temporelles sont bonnes. De plus, une prise en compte du phénomène de couplage des électrodes doit encore permettre d'apporter une amélioration ces performances. Ces affirmations restent valables en supposant que les caractéristiques des futurs miroirs ne varient pas (ce qui reste à prouver) et qu'ils aient évidemment le nombre d'actionneurs adéquat (≈ 5500) ainsi que la course nécessaire.

Les miroirs déformables de type piézo-électrique ont une erreur de boucle ouverte trop importante pour être utilisables sur EAGLE malgré de très bonnes caractéristiques temporelles et ayant la course nécessaire (avec les technologies actuelles). La compréhension et la réduction des phénomènes d'hystérésis, creep, répétabilité (+ d'autres inconnus...) est indispensable afin de réduire cette erreur. Ceci est probablement un effort à long terme. Néanmoins un miroir déformable de type piézo (ex-ADONIS) sera utilisé dans l'instrument CANARY car son erreur de boucle ouverte associée (variant de 2.5 à 8% suivant la méthode de calibration utilisée) ne constitue pas le principal facteur limitant pour la démonstration de la faisabilité de la MOAO sur le ciel.

Le miroir magnétique testé (ALPAO 52) ne permet pas de conclure fermement sur notre capacité à le contrôler avec la précision nécessaire en boucle ouverte. Il serait intéressant (et même nécessaire) de tester la version « High Speed » afin de se prononcer.

Miroir testé	Modèle/Calibration de test	Performance en boucle ouverte (% du FO initial)
ALPAO 52 (Low Speed) (magnétique)	Linéaire/Rampes	4-7%
OKO 37 (Electrostatique)	Non-linéaire/Rampes	7 %
	Non-linéaire/Mesures Aléatoires	2-3%
	Non-linéaire/Cross-couplage	2-3% (peut être plus bas? 1%?)
BOSTON 144 (Electrostatique)	Non-linéaire/Rampes	20-25 %
	Non-linéaire/Mesures Aléatoires	7 %
	Non-linéaire/Mesures Aléatoires + Rampes	2 % (+ 12,5 nm rms d'origine inconnue)
ADONIS 52 (PZT)	Linéaire/Rampes	5 %
	Linéaire/Mesures aléatoires	2,5 - 3%
	Linéaire/Sinusoïdes	2,5 - 3%
	Linéaire/Classique	4-8%

TAB. 5.4 – Erreur de boucle ouverte (%) en fonction du front d'onde initial pour chacune des méthodes de calibration (cf sections correspondantes).

Quatrième partie

La reconstruction tomographique dans le cas boucle ouverte

Chapitre 6

Problématique

J'introduis dans ce chapitre l'approche couramment utilisée du problème tomographique dans le cas particulier de la boucle ouverte. Je discute ensuite de la validité et de la pertinence d'un tel modèle appliqué au cas de la MOAO.

6.1 La tomographie en boucle ouverte

Comme je l'ai déjà introduit (brièvement) dans la partie 3, la reconstruction tomographique s'opère en 2 principales étapes. La première consiste à reconstruire la phase à partir des mesures provenant de chaque direction d'analyse dans le volume au dessus du télescope. On reconstruit alors les perturbations de phase en altitude, *couche à couche*. La deuxième étape consiste à isoler les phases reconstruites de chaque couche dans la ou les directions d'intérêt puis à projeter la phase turbulente à corriger sur un (LTAO-MOAO) ou plusieurs miroirs déformables (MCAO). Je vais m'intéresser par la suite uniquement à la prédiction tomographique dans le cas de la MOAO avec un seul miroir déformable dans la pupille par direction d'intérêt. Je me place volontairement dans un cas statique, sans prédiction temporelle du front d'onde. Cette dernière remarque s'applique sur toute la suite de cette thèse sauf mention contraire.

6.1.1 Principe de la reconstruction tomographique

En boucle ouverte, l'analyseur de surface d'onde mesure *toute* la turbulence (entendons par là aucune correction) et non le résidu de correction comme dans le cas de la boucle fermée. On note $\alpha = \{\alpha_i\}$ l'ensemble des i directions d'analyse dont le nombre dépend directement du nombre d'étoiles guides utilisées afin de sonder la turbulence et $L = \{L_j\}$ l'ensemble des j couches turbulentes. Le vecteur de mesures $m = \{m_{\alpha_i}\}$, disponible à un instant t donné, est composé de la concaténation des mesures multi-directionnelles de chaque analyseur de surface d'onde.

L'approche classique (Gavel 2004 [29], Gavel *et al.* 2005 [30], Neichel *et al.* 2008 [55]) consiste à partir des mesures intégrées dans chaque direction d'analyse ϕ_α^{mes} à reconstruire

les phases φ_α^L dans chacune des L couches turbulentes calculées sur une base (Zernike, Fourier...). La tomographie est une opération qui vise à résoudre un problème inverse, le modèle direct étant le passage de la phase issue des différentes couches atmosphériques aux mesures des analyseurs. Ce modèle direct *est linéaire* et peut se formaliser par des matrices de passage. Pour cette raison certainement, les auteurs ont toujours recherché une solution inverse linéaire pouvant également s'exprimer sous forme matricielle.

On peut ainsi représenter l'étape de reconstruction du volume (aussi connue sous le nom de « back-propagation », Gavel 2004 [29]) à partir des mesures intégrées dans la pupille ϕ_α^{mes} (étape 1) par la matrice notée W_{Tom} . On peut également noter P_{opt} l'opérateur de projection des phases reconstruites dans le volume vers la (ou les) direction(s) d'intérêt $\beta = \{\beta_i\}$ et sur le miroir déformable, constituant ainsi la deuxième étape (ou « forward-propagation », Gavel 2004 [29]).

La matrice de reconstruction W d'un système tomographique s'écrit alors comme le produit des deux matrices :

$$W = P_{opt} W_{Tom} \quad (6.1)$$

La phase reconstruite pour chaque miroir déformable à la direction d'intérêt β est ainsi donné par :

$$\phi_\beta^{MD} = W \phi_\alpha \quad (6.2)$$

Il est important de noter que la matrice de reconstruction du volume W_{Tom} est commune à *tous* les systèmes d'OA grand champ (LTAO, MCAO, MOAO). La seule différence provient du projecteur P_{opt} dont l'expression varie suivant le type d'OA tomographique utilisée.

6.1.2 Reconstruction du volume turbulent

On note φ^L la phase pour chacune des L couches reconstruites dans le volume de turbulence (je rappelle que ϕ_α est la valeur intégrée de la turbulence dans la pupille).

On peut écrire que la phase estimée à partir des mesures dans chaque direction α peut s'écrire sous la forme :

$$\phi_\alpha^{mes} = M P_\alpha^L \varphi^L + b = M \phi_\alpha + b \quad (6.3)$$

avec M la matrice décrivant le modèle de la mesure effectuée par l'analyseur de surface d'onde à partir des estimées de phase, b le bruit de mesure et P_α^L un projecteur des couches turbulentes dans chacune des directions d'analyses α (modèle purement géométrique).

On peut ainsi écrire l'estimée de la phase reconstruite sur les L couches $\hat{\varphi}^L$ à partir des mesures ϕ_α^{mes} par :

$$\hat{\varphi}^L = W_{Tom} \phi_\alpha^{mes} \quad (6.4)$$

Cette étape constituant la « back propagation » il reste maintenant à exprimer W_{Tom} .

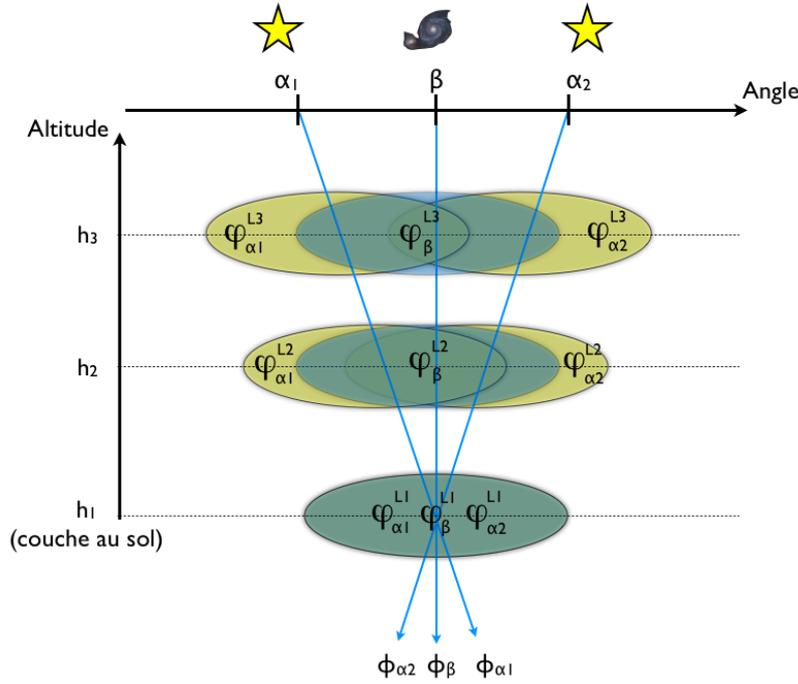


FIG. 6.1 – Géométrie du problème tomographique.

6.1.3 Détermination de W_{Tomog}

6.1.3.1 Minimisation des mesures

Une première façon de calculer W_{tomog} consiste à minimiser les mesures au modèle de la mesure au sens des moindres carrés (LSE). Il s'agit donc de minimiser le critère :

$$\epsilon = \langle \|\phi_{\alpha}^{mes} - MP_{\alpha}^L \hat{\phi}^L\|^2 \rangle \quad (6.5)$$

où $\hat{\phi}^L$ sont les estimées recherchées.

La solution s'écrit sous la forme :

$$W_{Tomog}^{LSE} = [(MP_{\alpha}^L)^t MP_{\alpha}^L]^{-1} (MP_{\alpha}^L)^t \quad (6.6)$$

qui peut aussi s'écrire (Tarantola & Valette 1982 [87]) :

$$W_{Tomog}^{LSE} = (MP_{\alpha}^L)^t [MP_{\alpha}^L (MP_{\alpha}^L)^t]^{-1} \quad (6.7)$$

6.1.3.2 Reconstruction optimale : cas MMSE

Dans le cas d'un reconstituteur de type MMSE (Minimum Mean Square Error) on minimise cette fois-ci la variance résiduelle *dans chaque couche reconstruite* (Ellerbroek 1994 [17], Fusco *et al.* 1999 [25], Assemat 2004 [2]).

On a alors le critère suivant :

$$\epsilon = \langle \|\hat{\phi}^L - W_{Tom}^{MMSE} \phi_\alpha^{mes}\|^2 \rangle \quad (6.8)$$

Le reconstruteur W_{Tom}^{MMSE} peut alors s'écrire sous la forme :

$$W_{Tom}^{MMSE} = \langle \hat{\phi}^L \cdot \phi_\alpha^{mes} \rangle \langle \phi_\alpha^{mes} \cdot \phi_\alpha^{mes} \rangle^{-1} \quad (6.9)$$

En remplaçant ϕ_α^{mes} par l'expression donnée en 6.3 et en développant on aboutit à :

$$W_{Tom}^{MMSE} = C_\varphi \cdot (MP_\alpha^L)^t [MP_\alpha^L C_\varphi (MP_\alpha^L)^t + C_b]^{-1} \quad (6.10)$$

avec C_φ la matrice de covariance de la phase turbulente, contenant des informations *a priori* sur le modèle de la turbulence (force et altitude des couches turbulentes), et C_b la matrice de covariance du bruit. Grâce l'injection de ces *a priori* la méthode MMSE est plus performante que la méthode LSE (sous réserve d'une bonne estimation des paramètres du modèle). Notons que lorsque les *a priori* sont inexistant, alors $C_\varphi = C_b = Id$ et on retrouve bien l'expression du reconstruteur LSE.

6.1.4 Projection dans la direction d'intérêt

Une fois connue la phase dans chacune des L couches turbulentes au dessus du télescope (étape 1 terminée), il reste maintenant à les projeter sur la ou les directions d'intérêt(s) $\beta = \{\beta_i\}$.

Dans le cas de la MOAO ou la LTAO, il n'y a pas à proprement parler d'optimisation dans tout le champ (comme en MCAO) et la projection des L couches reconstruites se fait sur un seul miroir déformable (conjugué dans la pupille). On peut alors écrire la matrice P_{opt} comme un projecteur géométrique dans la direction d'intérêt connue β_i :

$$P_{opt} = P_{\beta_i}^L \quad (6.11)$$

On peut alors écrire dans le cas MOAO ou LTAO, la phase intégrée que le miroir déformable doit reproduire comme :

$$\hat{\phi}_{\beta_i} = P_{\beta_i}^L \hat{\phi}^L \quad (6.12)$$

6.1.5 Détermination des tensions du miroir déformable.

Afin de trouver les tensions correspondantes à appliquer sur chaque miroir déformable il faut appliquer une matrice de passage permettant de passer de la phase sur le miroir déformable à l'espace des tensions en utilisant notamment une matrice de commande M_c , définie en section 2.4. En notant B la matrice de passage permettant de passer de la base utilisée (Zernike, Fourier...) de l'estimée de phase vers l'espace des mesures des analyseurs de surface d'onde on peut écrire alors les tensions à appliquer sur chaque miroir déformable par :

$$\vec{v} = M_c B \hat{\phi}_{\beta_i} \quad (6.13)$$

6.2 Discussion sur le problème tomographique.

Il est actuellement prévu d'utiliser la technique de tomographie sur plusieurs instruments d'OA équipant les futurs ELT. Je tiens à ce sujet discuter et insister sur plusieurs points qui me paraissent importants.

Le problème tomographique en lui-même n'est pas fondamentalement complexe et les expressions théoriques sont bien connues et établies (cf sections précédentes). En revanche la difficulté de cette opération me paraît être sous-estimée du point de vue d'une intégration réaliste dans un instrument réel pour lequel le nombre de degrés de liberté (maîtrisés ou non) est extrêmement important.

La reconstruction du volume de turbulence au dessus du télescope, qui je le rappelle compose l'étape 1, possède un talon d'Achille. La qualité de la reconstruction (i.e reconstruction des phases turbulentes en altitude à chaque couche L à partir des données mesurées) est fortement dépendante de *la bonne connaissance du profil de turbulence* (Neichel *et al.* 2008 [55]). En effet les principaux paramètres influant sur la modélisation du problème tomographique sont :

- les altitudes des couches turbulentes.
- le nombre de couches à reconstruire.
- la force relative de chacune des couches turbulentes.
- la force globale de la turbulence r_0 .
- la position réelle dans le champ des étoiles guides (laser ou naturelles).

Neichel montre que dans le cas d'une correction tomographique grand champ (2 minutes d'arc), une erreur de 50% sur la position de la couche augmente de 20% la variance résiduelle corrigée. Dans le cas d'une correction très grand champ soit le cas de EAGLE (exemple avec 5' de champ), une erreur de 50% sur l'altitude de la couche turbulente mène à une multiplication par 2 de la variance résiduelle après correction. L'impact sur la performance de la méconnaissance de l'altitude réelle de la couche est donc très important. Enfin, cette erreur est d'autant plus importante que le nombre d'étoiles guides est faible.

De plus, de récentes études menées à l'ONERA montrent un important impact du nombre de couches reconstruites sur la qualité de la reconstruction tomographique. Il semble que les simulations effectuées avec un profil de $C_n^2(h)$ de 250 couches nécessite au minimum 20 couches reconstruites pour avoir une bonne représentation du profil turbulent. On peut alors se poser la question du nombre nécessaire de couches à reconstruire (>20 ?) pour un profil de $C_n^2(h)$ continu et de la résolution qui est alors nécessaire (dépendante de la taille du champ corrigé).

Ainsi, les erreurs sur le positionnement des couches en altitude, sur le nombre de couches à reconstruire et, dans un degré moindre, sur les forces relatives des couches turbulentes (Neichel 2008 [56]) aboutissent à une baisse *très significative de la performance* de la reconstruction tomographique. Cet effet étant d'autant plus important que le champ est grand. La modèle tomographique nécessite donc un très fort *a priori* sur le profil de $C_n^2(h)$ de la turbulence (nombre de couches turbulentes L , force et altitude de chaque couche) ainsi qu'une connaissance des directions d'analyse, α , et de correction, β .

Afin de seconder l'instrument et minimiser ces erreurs de modélisations il est donc

indispensable de seconder l'instrument par un appareil de mesure du profil atmosphérique externe de type SLODAR, SCIDAR et/ou MASS-DIMM. On peut alors légitimement se poser la question sur la capacité de ces instruments à fournir la précision nécessaire sur les *a priori* indispensables à la résolution du problème tomographique.

Remarquons que la situation est encore pire dans le cas de la boucle ouverte (MOAO) car il n'est en principe pas possible de mesurer les positions relatives des ASO entre eux ainsi que leur position par rapport au(x) miroir(s) déformable(s). Notons bien que ce problème a été résolu en boucle fermée grâce à la mesure des matrices d'interactions entre les ASO et le(s) miroir(s) déformable(s). Cette étape de calibration est indispensable au bon fonctionnement du système : la matrice d'interaction est la base d'un système d'OA. En MOAO, de telles matrices ne sont *pas* mesurables et les erreurs de modélisation du système qui en découlent se rajoutent aux erreurs de modélisation du problème tomographique.

Enfin, les aberrations optiques introduites par le système, mêmes si elles sont minimales, influent sur la *façon de voir* de l'instrument. Une aberration optique non calibrée peut être interprétée par le processus tomographique comme une couche turbulente conjuguée à une altitude aberrante et appliquer, au final, une correction inadéquate. En boucle ouverte une erreur sur la modélisation du système est donc très dangereuse car elle peut aboutir rapidement à une prédiction tomographique erronée... mais surtout sans réel moyen de mesurer et retrouver d'où provient l'erreur. Il est alors indispensable de trouver un moyen de calibrer ces aberrations et d'en tenir compte dans le processus tomographique afin de prendre en compte *la réalité instrumentale* du problème...

Je pense donc qu'en MOAO le problème de la tomographie est intimement lié à notre capacité à calibrer l'instrument. A ce sujet comment fait t'on de la tomographie en boucle ouverte en laboratoire actuellement ? La première étape consiste à positionner un écran de phase qui simule une couche turbulente en altitude sur le banc optique. on mesure ensuite la position de l'écran de phase sur le banc par rapport à la pupille d'entrée (disons au millimètre près) et, connaissant l'angle des étoiles guides, un simple problème géométrique nous mène à la position réelle de la couche simulée. Ce genre de manipulation ne fonctionne malheureusement pas de manière efficace.

La meilleure façon (instrumentale) d'y arriver est d'ajuster par position successives l'*a priori* sur la position de la couche afin de maximiser le Strehl sur la caméra d'imagerie. Cette méthode de calibration est d'ailleurs bien connue de tous les instrumentalistes... mais néanmoins pas envisageable dans le cadre d'un réel instrument scientifique. Elle est en revanche tout à fait révélatrice de notre incapacité à maîtriser complètement le système, que l'on imagine par ailleurs toujours plus complexe... Ce genre de problèmes n'apparaissant pas en simulation -monde parfait où tous les paramètres sont parfaitement maîtrisés- je propose de (re)partir sur une réflexion de la calibration du système dans sa globalité.

Chapitre 7

Vers un nouvelle approche de la tomographie

J'ai développé durant ma thèse une nouvelle approche du problème tomographique particulièrement adaptée au cas boucle ouverte et donc à la MOAO. L'idée (fondamentale) constituant la base de cette méthode est qu'elle doit également inclure la calibration de l'instrument. Je considère en effet qu'il est très important de rester, dans la mesure du possible, le plus proche du comportement réel de l'instrument. Ceci est d'autant plus vrai en MOAO puisqu'il est impossible de mesurer les matrices d'interaction comme dans n'importe quel système en boucle fermée. Cette matrice d'interaction étant indispensable au bon fonctionnement de la boucle d'optique adaptative, il faut trouver une solution afin de pallier cet inconvénient majeur de la MOAO. Je présente dans ce chapitre le raisonnement initial qui conduit, à partir de ce besoin de calibration, à un algorithme permettant de faire de la tomographie et dont l'approche novatrice autorise une grande flexibilité de fonctionnement.

7.1 Un besoin de calibration...

En MOAO les ASO hors de l'axe de correction ne « voient » pas le miroir déformable qu'ils pilotent (cf principe section 3.2.3). Afin que le système fonctionne correctement, il est absolument indispensable de mesurer et tenir compte des désalignements qui peuvent exister dans la pupille entre les différents analyseurs de surface d'onde entre eux ainsi qu'avec le miroir déformable. Il est possible de penser en particulier à 6 principaux paramètres (cf figure 7.1) pouvant affecter les pupilles des ASO et qui nécessitent d'être connus.

- décalages en x et y qui caractérisent les décalages latéraux entre les pupilles des ASO.
- décalage en z , équivalent à une erreur dans la hauteur de conjugaison des ASO.
- la rotation θ entre les analyseurs entre eux.
- le grandissement G .
- éventuellement de la distorsion.
- une différence de sensibilité des ASO.

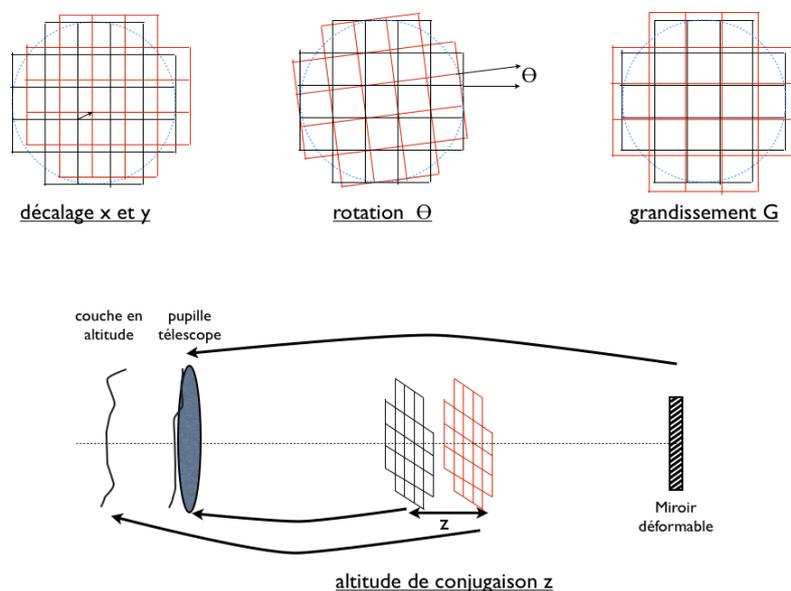


FIG. 7.1 – Illustration des principaux paramètres nécessitant d’être calibrés en boucle ouverte.

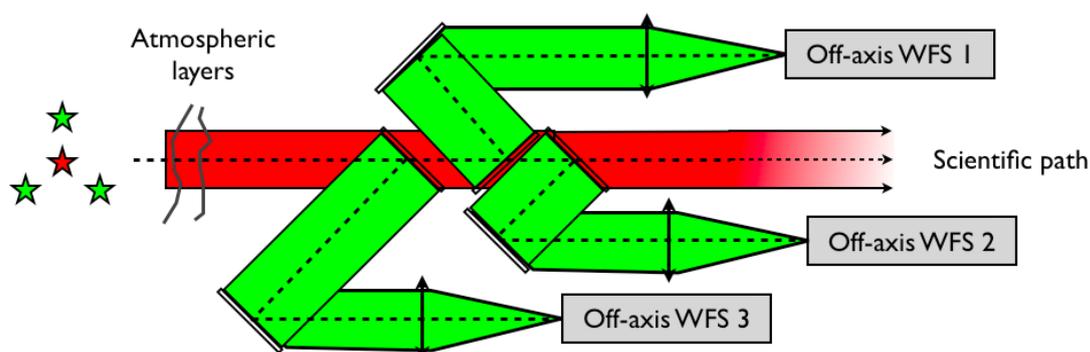


FIG. 7.2 – Principe illustratif d’une voie de MOAO. Les voies d’analyses hors-axe sont en vert. La voie scientifique est en rouge.

Cette étape de calibration prend tout son sens par exemple pour l'instrument EAGLE où les miroirs « Pick-Off » qui renvoient la lumière vers les analyseurs de surface d'onde et miroirs déformables ont pour impact de faire tourner la pupille *d'un montant variable suivant leur position dans le plan focal*. La position relative des pupilles entre les miroirs déformables et les analyseurs de surface d'onde dépendent donc de la position dans le champ des directions d'intérêts à corriger (i.e galaxies cibles). Malgré tous les efforts possibles afin de modéliser au mieux cette rotation, il est nécessaire de les calibrer expérimentalement. Une étape de correction des mesures pouvant tenir compte des défauts de chaque ASO est alors indispensable avant d'alimenter le processus tomographique. J'appelle par la suite ce processus : homogénéisation des mesures.

7.1.1 Homogénéisation des mesures hors-axes

Je présente dans cette section une méthode permettant de mesurer les désalignements instrumentaux introduits en section précédente. Un schéma simplifié d'un système MOAO avec une seule voie scientifique est proposé en figure 7.2. L'idée est de montrer à chaque ASO un front d'onde commun placé dans la pupille. Ce dernier peut, dans le cas de l'E-ELT, être généré en utilisant le miroir déformable M4 du télescope. Je pense qu'il existe une matrice de passage C qui permet de relier (et calibrer) les mesures d'un ASO 1 (\vec{m}_1) à celui de l'ASO 2 (\vec{m}_2) en écrivant :

$$\vec{m}_1(t) = C\vec{m}_2(t) \quad (7.1)$$

La matrice C agit alors comme *une matrice de passage* entre l'espace des mesures de l'analyseur 1 vers l'espace de mesure de l'analyseur 2. Évidemment, lorsqu'il n'y a aucune erreur instrumentale entre les ASOs, alors la matrice $C = \text{Id}$. Dans le but de mesurer la matrice C nous montrons une *série* de n front d'ondes placés le plan pupille *indépendants entre eux*. Les 2 séries de mesures vues par les 2 analyseurs sont regroupées respectivement dans les matrices notées $M_1 = \{\vec{m}_{11}, \vec{m}_{12}, \dots, \vec{m}_{1n}\}$ et $M_2 = \{\vec{m}_{21}, \vec{m}_{22}, \dots, \vec{m}_{2n}\}$. On peut alors écrire :

$$M_1 = CM_2 \quad (7.2)$$

Généralement, le nombre de points de mesures de l'ASO est différent du nombre de front d'ondes générés et les matrices M_1 et M_2 sont alors rectangulaires et non inversibles directement.

On se place alors dans le cas ou on veut minimiser un critère du type :

$$\epsilon^2 = \|CM_2 - M_1\|^2 \quad (7.3)$$

La solution dans ce cas se déduit de :

$$C(M_2M_2^t) = M_1M_2^t \quad (7.4)$$

En faisant l'hypothèse que la matrice $(M_2M_2^t)$ carrée est inversible on peut alors exprimer la matrice de calibration C par :

$$C = (M_1M_2^t)(M_2M_2^t)^{-1} \quad (7.5)$$

Ainsi, à partir des mesures de l'analyseur 2 et en appliquant la matrice de calibration C suivant 7.2 nous pouvons prédire les mesures de l'analyseur 1 corrigées des défauts d'alignements entre les 2 analyseurs et donc potentiellement affectés par les paramètres de calibration $x, y, z, \theta, G...$ décrits en section 7.2. Notons que s'ajoute dans la diagonale de la matrice $(M_2 M_2^t)$ les termes de la matrice de covariance du bruit C_b (ici de l'ASO 2). Enfin, pour inverser la matrice $(M_2 M_2^t)$ il est indispensable de fournir un nombre suffisant de mesures indépendantes afin de parcourir tout l'espace vectoriel des analyseurs de surface d'onde.

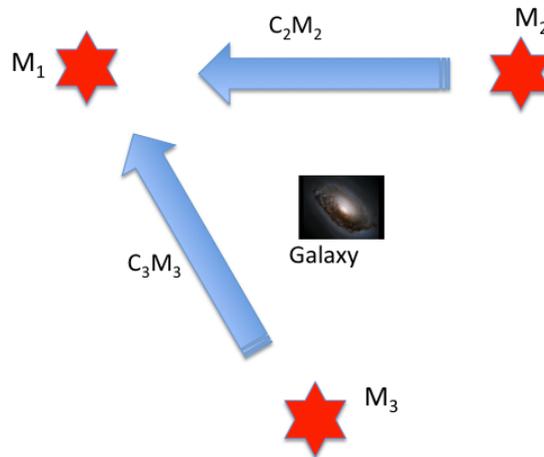


FIG. 7.3 – Principe de la calibration consistant à homogénéiser les mesures entre les analyseurs hors-axe entre eux.

On peut ainsi faire de même pour chacun des analyseurs hors-axes et homogénéiser toutes les données de mesures dans l'espace des mesures d'un analyseur de référence (en l'occurrence dans l'exemple ici proposé l'ASO 1). L'intérêt de cette méthode est d'être certain que lorsque l'on envoie un front d'onde réellement commun à tous les ASO, ils mesurent bien *tous* le même front d'onde. Cette « mise en accord » des ASO est indispensable avant toute étape de tomographie. Une illustration du principe de la calibration est proposée en figure 7.3 dans un cas avec 3 analyseurs hors-axe. On applique alors respectivement les matrices de calibrations C_2 et C_3 aux mesures M_2 et M_3 des analyseurs 2 et 3. On homogénéise ainsi leurs mesures relativement à celles de l'analyseur numéro 1. Notons bien que l'ASO 1 n'est pas considéré comme parfait mais sert ici d'espace de référence.

7.1.2 Lier les voies d'analyses et la voie scientifique.

Par principe, la MOAO implique un fonctionnement en boucle ouverte du miroir déformable signifiant qu'il n'est pas possible de mesurer directement la relation optique entre celui-ci et les analyseurs de surface d'onde. Je présente dans cette section une extension de la méthode de calibration présentée en section précédente dont le but est de relier les voies d'analyses à la voie scientifique dans laquelle se situe le miroir déformable.

Afin de résoudre les problèmes de calibration de la voie scientifique, nous proposons d'ajouter un analyseur de surface d'onde *volontairement* placé dans la voie scientifique, situé après le miroir déformable. Le schéma est alors *équivalent à une boucle fermée* nous permettant de mesurer une matrice d'interaction sur cette voie scientifique. Je tiens à préciser que bien évidemment, cet ASO central ne sera pas utilisé durant l'observation scientifique mais *uniquement pour la calibration de l'instrument*.

En utilisant une source de calibration placée au foyer de l'instrument nous pouvons utiliser l'analyseur de la voie centrale et transformer les mesures des analyseurs hors-axe en mesures homogènes à l'espace des mesures de l'ASO central. Cette étape est effectuée en montrant à tous les ASO (hors-axe + central) le même front d'onde commun dans la pupille. En reprenant l'équation 7.2 et en remplaçant M_2 par M_i avec i le numéro de l'analyseur hors axe et M_1 par $M_{central}$ on obtient :

$$M_{central} = C_i \cdot M_i \quad (7.6)$$

qui mène à une solution de la forme :

$$C_i = (M_{central} M_i^t) (M_i M_i^t)^{-1} \quad (7.7)$$

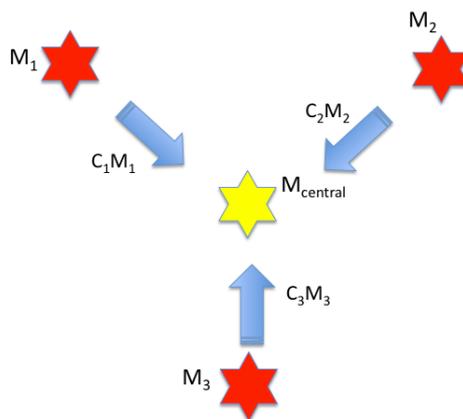


FIG. 7.4 – Principe de la calibration consistant à homogénéiser les mesures des analyseurs hors-axe dans la direction de l'analyseur central.

7.2 Proposition de calibration d'un instrument MOAO

Je propose dans cette section le principe de fonctionnement d'un instrument MOAO utilisant la calibration décrite dans la section précédente. Il est possible de scinder cette procédure en 3 parties distinctes (cf figure 7.5).

La première étape consiste à utiliser les matrices C_1 , C_2 et C_3 qui homogénéisent les mesures dans l'espace des mesures de l'ASO central. Tous les analyseurs (incluant le central) sont alors en accord sur la mesure. Lors de l'observation scientifique les mesures \vec{m}_1 , \vec{m}_2 et \vec{m}_3 des 3 ASO hors-axe sont corrigées par les matrices de calibration C_1, C_2 et C_3 et alimentent le processus de tomographie en données \vec{m}_1' , \vec{m}_2' et \vec{m}_3' corrigées des défauts optiques présentés en section 7.2.

La deuxième étape est effectuée par le processus de tomographie qui est en charge de prédire, à partir des données hors-axe \vec{m}_1' , \vec{m}_2' et \vec{m}_3' , le front d'onde que doit corriger le miroir déformable dans l'axe de correction.

En admettant que le procédé tomographique soit capable de prédire la mesure (pentes) que devrait effectuer l'ASO central dans cette direction, alors les tensions à appliquer peuvent directement être calculées à partir de la matrice de commande mesurée avec l'ASO central (étape 3 sur la figure 7.5).

Cette procédure possède l'avantage de calibrer les relations entre les voies d'analyse et la voie centrale. Les étapes 1 et 3 sont donc *calibrées expérimentalement*. Il est néanmoins indispensable de disposer d'un ASO placé dans la voie scientifique afin de mesurer la matrice d'interaction entre cet analyseur et le miroir déformable. La dernière étape non encore calibrée est celle qui utilise l'algorithme de tomographie qui doit être capable de prédire les mesures de l'analyseur central à partir des mesures hors-axes (étape 2 sur la figure 7.5).

7.3 Vers une nouvelle approche de la tomographie

La méthode de calibration présentée en section 7.1.2 repose sur l'utilisation d'un analyseur de surface d'onde placé dans la voie centrale. Les mesures des matrices de calibrations C_i ont été effectuées grâce à l'utilisation d'une série de fronts d'ondes indépendants *communs dans un plan pupille* mesurée par tous les ASO. Nous pouvons néanmoins continuer ce raisonnement pour aboutir à un procédé tomographique.

Récrivons maintenant l'équation 7.6 en remplaçant la matrice M_i par la matrice notée $M_{offaxis}$ concaténant les mesures des analyseurs hors-axe et la matrice C dorénavant notée W . Nous avons donc :

$$M_{central} = W.M_{offaxis} \quad (7.8)$$

Cette équation permet de lier les mesures de l'analyseur central avec les mesures de tous les analyseurs hors-axes et la solution prend alors la forme :

$$W = (M_{central}M_{offaxis}^t)(M_{offaxis}M_{offaxis}^t)^{-1} \quad (7.9)$$

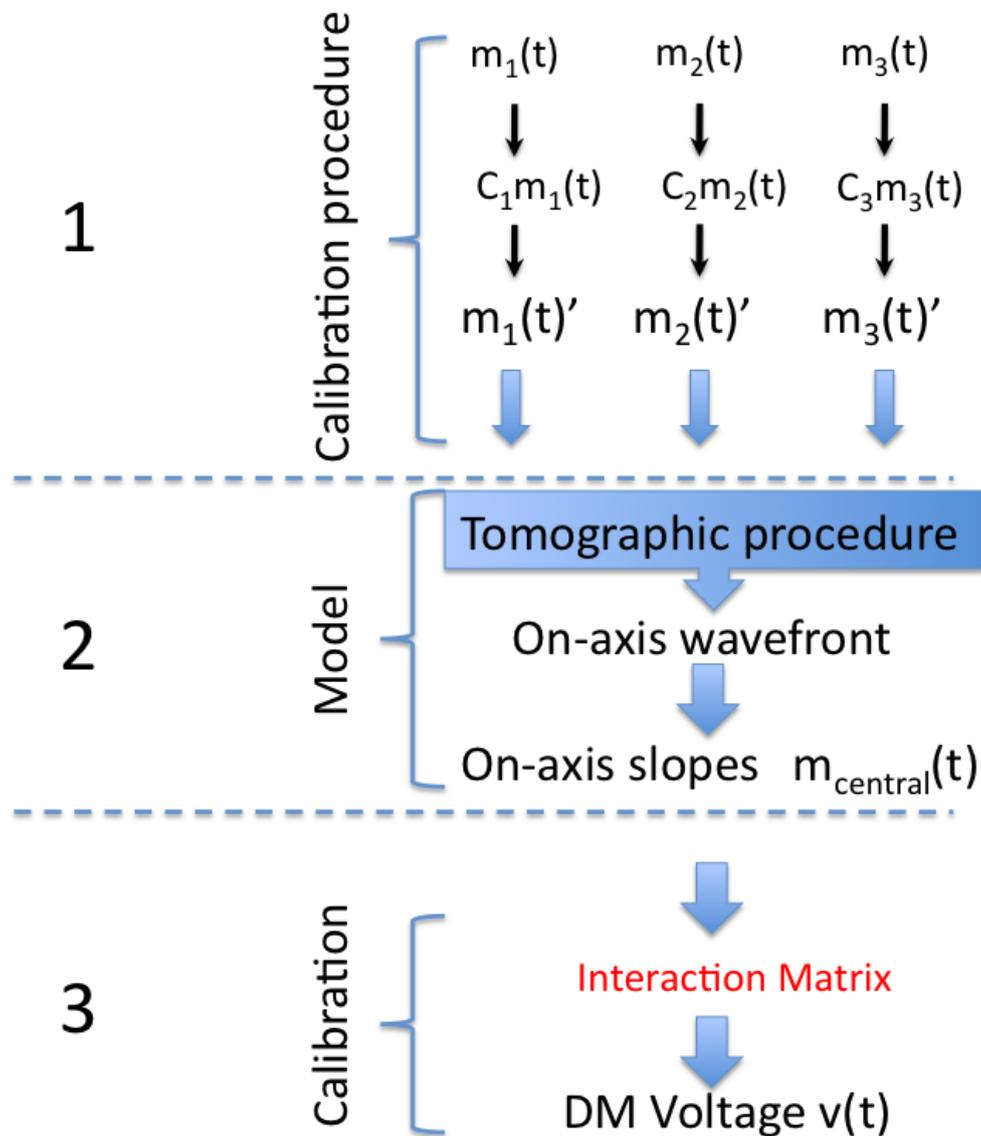


FIG. 7.5 – Principe du flot de données aboutissant à partir des mesures hors-axes $m_1(t)$, $m_2(t)$ et $m_3(t)$ aux tensions $v(t)$ à appliquer sur le miroir déformable. Les étapes 1 et 3 sont calibrées expérimentalement.

Comme nous l'avons vu, lorsque les perturbations mesurées par tous les ASO proviennent de fronts d'ondes placés dans un plan pupille, alors la matrice W agit comme un changement de base entre les mesures des analyseurs hors-axe vers celles de l'analyseur central. Maintenant si les mesures effectuées par tous les ASO proviennent d'une turbulence en 3 dimensions non commune pour tous les analyseurs, alors la matrice W agit *comme un reconstituteur tomographique*.

L'idée est alors d'utiliser les mesures provenant de tous les analyseurs (hors-axe + central) afin de calculer le reconstituteur tomographique. Nous supposons *pour l'instant* que la source vue par l'analyseur central est suffisamment brillante, ce qui n'est évidemment pas faisable durant la réelle observation scientifique. Notons qu'à la différence d'une approche tomographique classique, cette méthode est uniquement capable de reconstruire les pentes de l'analyseur central et non la phase dans cette même direction.

On remarque que lorsque le nombre de mesures qui constituent la matrice de mesure $M_{offaxis}$ tend vers l'infini, alors la matrice $(M_{offaxis}M_{offaxis}^t)$ tend à converger vers la matrice de covariance des pentes des analyseurs hors-axe que nous appelons pour la suite de cette thèse C_{MM} . Cette remarque s'applique également à la matrice $(M_{central}M_{offaxis}^t)$ qui tend alors vers la matrice de covariance des pentes des analyseurs hors-axe vers celles de l'analyseur central (appelée C_{SM}). Enfin, seule la matrice C_{SM} contient les informations sur la direction de correction puisqu'elle seule contient des mesures provenant de la direction d'intérêt.

Dans le cas d'une infinité de mesures indépendantes, nous pouvons ré-écrire l'équation 7.9 par :

$$W = \langle (M_{central}M_{offaxis}^t) \rangle \langle (M_{offaxis}M_{offaxis}^t) \rangle^{-1} \quad (7.10)$$

avec $\langle \rangle$ qui désigne une moyenne statistique. En utilisant les notations introduites précédemment nous avons :

$$W = \langle C_{SM} \rangle \times \langle C_{MM} \rangle^{-1} \quad (7.11)$$

La solution du reconstituteur tomographique proposée ici présente alors la forme MMSE de l'équation 6.9 introduite en section 6.1.3.2.

- A partir de ce qui vient d'être exposé nous pouvons faire plusieurs remarques :
- A la différence d'un estimateur MMSE minimisant la phase, le reconstituteur ici proposé minimise les pentes : ceci est propre à la méthode par laquelle il a été calculé.
 - Contrairement à l'approche classique, le reconstituteur proposé tient en compte la connaissance de la compensation optimale des défauts de l'instrument tels que présentés en section 7.2 car directement mesurés.
 - Le reconstituteur tomographique proposé par cette méthode réalise en *une seule opération* les 2 étapes de la tomographie classiquement utilisées et décrites en section 6.1. La « back-propagation » et la « forward propagation » *sont ici mesurées* ce qui constitue une différence fondamentale de cette nouvelle approche par rapport à l'approche classique.
 - Cette méthode ne nécessite pas d'*a priori* externes sur le profil de turbulence car ils sont également directement mesurés.

7.3.1 Expressions théoriques des matrices de covariance

Les matrices de covariance peuvent être déterminées grâce aux mesures effectuées par les analyseurs de surface d'onde (équation 7.9). Cependant, afin d'étudier leurs propriétés, nous avons besoin de leur expressions théoriques.

Dans le cas d'un Shack-Hartmann, la pente mesurée par l'analyseur de surface d'onde est la moyenne du gradient de la phase à travers la sous-pupille centrée à une distance $\vec{r} = (x, y)$:

$$s_x(\vec{r}) = \frac{1}{S} \int \frac{\partial \phi}{\partial x}(\vec{u}) \Pi(\vec{u} - \vec{r}) d\vec{u}^2 \quad (7.12)$$

Avec $\Pi(\vec{v})$ une fonction porte qui vaut 1 à l'intérieur de la sous-pupille et 0 ailleurs.

La covariance entre 2 selon x pentes mesurées par 2 sous-pupilles séparées d'une distance \vec{r} est donnée par :

$$\langle s_x(\vec{0}) s_x(\vec{r}) \rangle = \left\langle \frac{1}{S^2} \int \frac{\partial \phi}{\partial x}(\vec{u}) \Pi(\vec{u}) d\vec{u} \int \frac{\partial \phi}{\partial x}(\vec{v}) \Pi(\vec{v} - \vec{r}) d\vec{v} \right\rangle \quad (7.13)$$

$$\langle s_x(\vec{0}) s_x(\vec{r}) \rangle = \frac{1}{S^2} \iint \left\langle \frac{\partial \phi}{\partial x}(\vec{u}) \frac{\partial \phi}{\partial x}(\vec{v}) \right\rangle \Pi(\vec{u}) \Pi(\vec{v} - \vec{r}) d\vec{u} d\vec{v} \quad (7.14)$$

Roddier (1981 [70]) montre la propriété reliant la fonction de structure de phase D_ϕ au gradient de la phase par :

$$\left\langle \frac{\partial \phi}{\partial x}(\vec{u}) \frac{\partial \phi}{\partial x}(\vec{v}) \right\rangle = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D_\phi}{\partial x^2}(\vec{u} - \vec{v}) \quad (7.15)$$

en remplaçant dans l'équation 7.14 nous avons :

$$\langle s_x(\vec{0}) s_x(\vec{r}) \rangle = \frac{1}{2} \frac{1}{S^2} \iint \frac{\partial^2 D_\phi}{\partial x^2}(\vec{u} - \vec{v}) \Pi(\vec{u}) \Pi(\vec{v} - \vec{r}) d\vec{u} d\vec{v} \quad (7.16)$$

$$\langle s_x(\vec{0}) s_x(\vec{r}) \rangle = \frac{1}{2} \frac{1}{S^2} \left(\frac{\partial^2 D_\phi}{\partial x^2} \otimes \Pi \otimes \Pi \right) (\vec{r}) \quad (7.17)$$

Avec l'opérateur \otimes qui désigne le produit de convolution.

En passant dans le domaine de Fourier, et en notant \mathcal{F} l'opérateur de la transformée de Fourier, l'équation 7.14 on peut alors s'écrire :

$$\mathcal{F}(\langle s_x s_x \rangle) \propto \mathcal{F} \left(\frac{\partial^2 D_\phi}{\partial x^2} \right) \times \mathcal{F}(\Pi) \times \mathcal{F}(\Pi) \quad (7.18)$$

Je rappelle l'expression de la fonction de structure dans l'hypothèse d'une turbulence de type Kolmogorov et avec une échelle externe infinie :

$$D_{\phi_{Turbu}}(\vec{r}) = 6.88 \left(\frac{\|\vec{r}\|}{r_0} \right)^{5/3} \quad (7.19)$$

L'expression de la fonction de structure de phase dans le domaine de Fourier s'écrit :

$$W_{D_\phi}(\vec{f}) = (0.023/r_0^{5/3})\|\vec{f}\|^{-11/3} \quad (7.20)$$

En remplaçant dans 7.18 et en considérant que la dérivée se comporte comme une multiplication des fréquences dans le domaine de Fourier on a :

$$\mathcal{F}(\langle s_x s_x \rangle) \propto W_{D_\phi}(\vec{f}) \times i^2 f_x^2 \times \tilde{\Pi}(\vec{f}) \times \tilde{\Pi}(\vec{f}) \quad (7.21)$$

Avec f_x la variable conjuguée dans l'espace de Fourier de x . On peut alors écrire l'expression de la covariance entre 2 pentes le long de l'axe x séparées par une distance \vec{r} . Dans le domaine de Fourier, on aboutit à :

$$\mathcal{F}(\langle s_x s_x \rangle) \propto -f_x^2 \times r_0^{-5/3} \|\vec{f}\|^{-11/3} \times \tilde{\Pi}(\vec{f}) \times \tilde{\Pi}(\vec{f}) \quad (7.22)$$

Les relations sont les mêmes pour les covariances entre les pentes x et y en remplaçant f_x par f_y , variable conjuguée dans l'espace de Fourier de y .

$$\langle s_x(\vec{0}) s_x(\vec{r}) \rangle \propto \mathcal{F}^{-1} \left(\frac{f_x^2 \tilde{\Pi}(\vec{f}) \tilde{\Pi}(\vec{f})}{r_0^{5/3} \|\vec{f}\|^{11/3}} \right) \quad (7.23)$$

Ce calcul permet d'obtenir une cartographie bi-dimensionnelle de la covariance des mesures données pour 2 sous-pupilles distantes de \vec{r} . Une dernière étape consiste à échantillonner la carte calculée à l'aide de l'équation 7.23 afin de calculer la carte de covariance pour un nombre fini de sous-pupilles d'un ASO donné. Il est évidemment possible de faire intervenir l'échelle externe L_0 en remplaçant le spectre de Kolmogorov par le spectre de Von-Karman donné en équation 1.16 (cf section 1.3.4).

7.3.2 Illustration des matrices de covariance

7.3.2.1 Covariance des mesures d'un analyseur

Les figures 7.6, 7.7 et 7.8 illustrent respectivement les cartes de covariance entre des pentes en x , en y et enfin croisées x et y . Ces cartes de covariance caractérisent la corrélation qui existe pour tous les couples de même décalage entre sous-pupilles. La corrélation est maximale dans le cas de la covariance des pentes au centre de la carte. Par équivalence, elle est également maximale sur la diagonale de la matrice de covariance (la corrélation est maximum d'une sous-pupille sur elle-même). Les matrices de covariance sont déduites du réarrangement des cartes de covariance en fonction du numéro de sous-pupilles du Hartmann comme illustré en figure 7.9.

7.3.2.2 Covariance des pentes entre plusieurs analyseurs

Prenons maintenant le cas d'une covariance des pentes entre 2 analyseurs positionnés sous un angle $\vec{\alpha}$ et qui mesurent la perturbation introduite par une couche turbulente placée

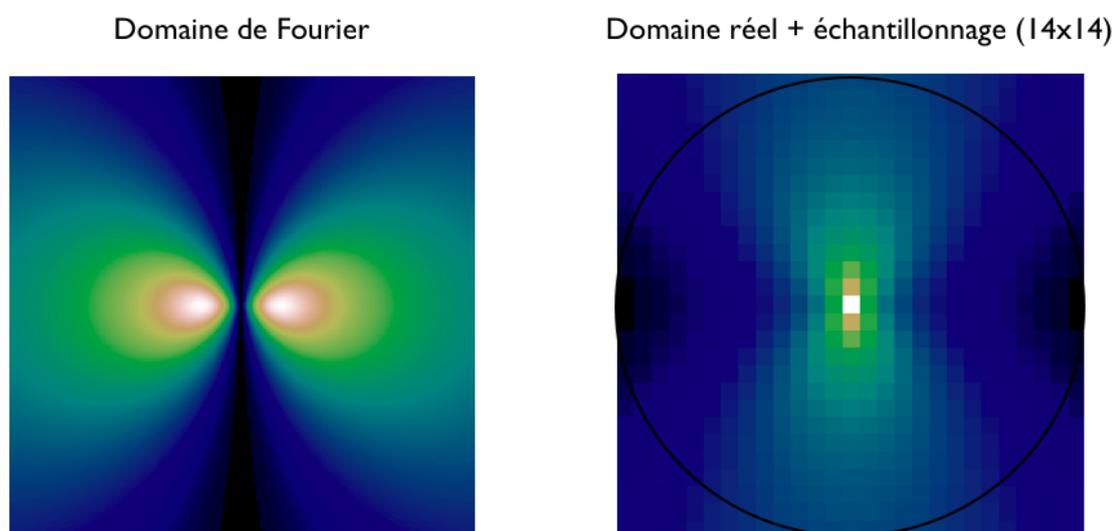


FIG. 7.6 – Covariance des pentes en x . A gauche dans le domaine de Fourier calculée grâce à l'équation 7.23, à droite dans le domaine réel + échantillonnage par un SH 14×14 sous pupilles (cercle noir).

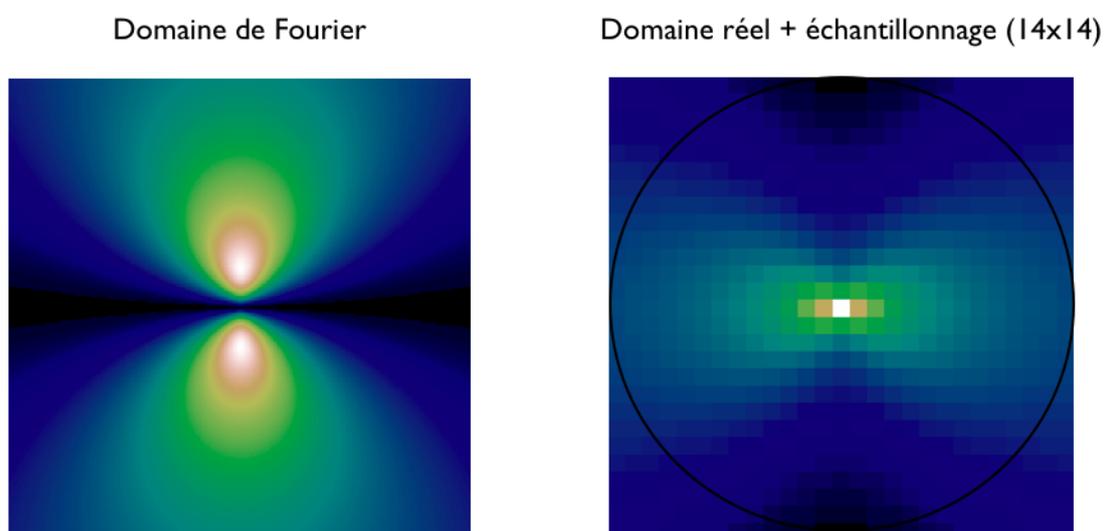
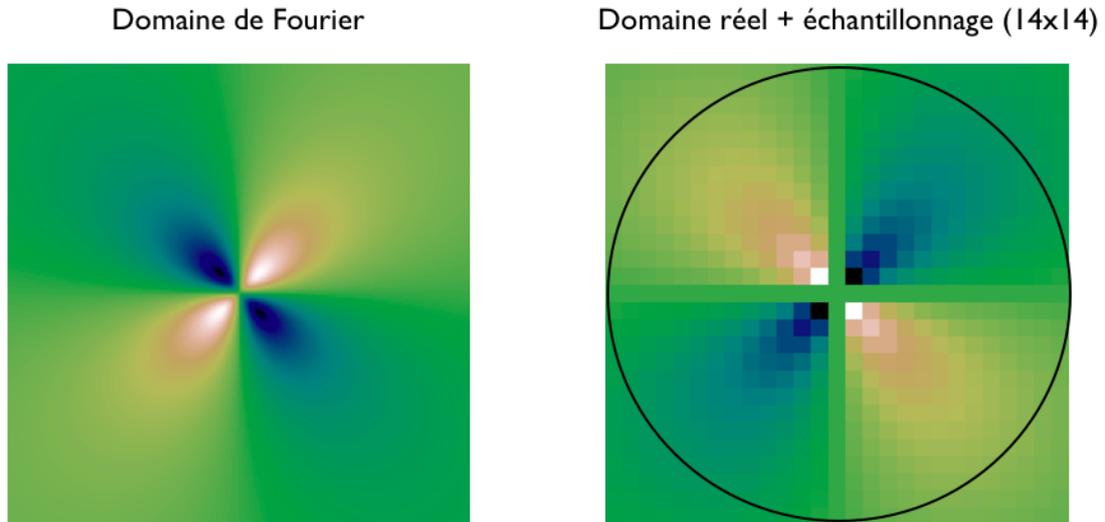


FIG. 7.7 – Covariance des pentes en y

FIG. 7.8 – Covariance des pentes en x et y

à une altitude h . La carte de corrélation entre les deux analyseurs de surface d'onde est alors décalée d'un facteur $h \cdot \vec{\alpha}$. La figure 7.10 illustre ce principe.

Lorsque la couche turbulente est placée au sol ($h = 0$), la corrélation est maximale au centre de la carte ou, par équivalence, sur la diagonale de la matrice de corrélation entre les 2 ASO. En effet la corrélation est alors maximale pour un même numéro de sous pupille sur l'ASO 1 et sur l'ASO 2. Dans le cas d'une couche turbulente placée à l'altitude $h \neq 0$ le maximum de corrélation est décalé proportionnellement à l'altitude de la couche. Dans le cas où le profil de turbulence est composé de plusieurs couches de forces relatives $r_0(h)$, et considérant que les perturbations sont indépendantes entre chaque couche, la covariance des pentes alors mesurée est la somme des covariances de toutes les couches turbulentes sur la ligne de visée $\vec{\alpha}$.

Ainsi, à partir de l'expression des matrices de covariance entre 2 ASO il est possible de construire les 2 matrices de covariance C_{SM} et C_{MM} présentées en section 7.3 nécessaires pour calculer le reconstituteur tomographique. La structure de ces matrices dans un cas général à n analyseurs hors-axe est proposée en illustration dans l'annexe B.

Un exemple des cartes et matrices de covariance C_{SM} et C_{MM} mesurées par un télescope de 8m avec 3 ASO hors-axe placés à 2' du centre de correction et pour un profil à 3 couches turbulentes placées à 0, 3000 et 10000m (force relative 0.5, 0.35, 0.15) sont respectivement proposés en figure 7.11 et 7.12.

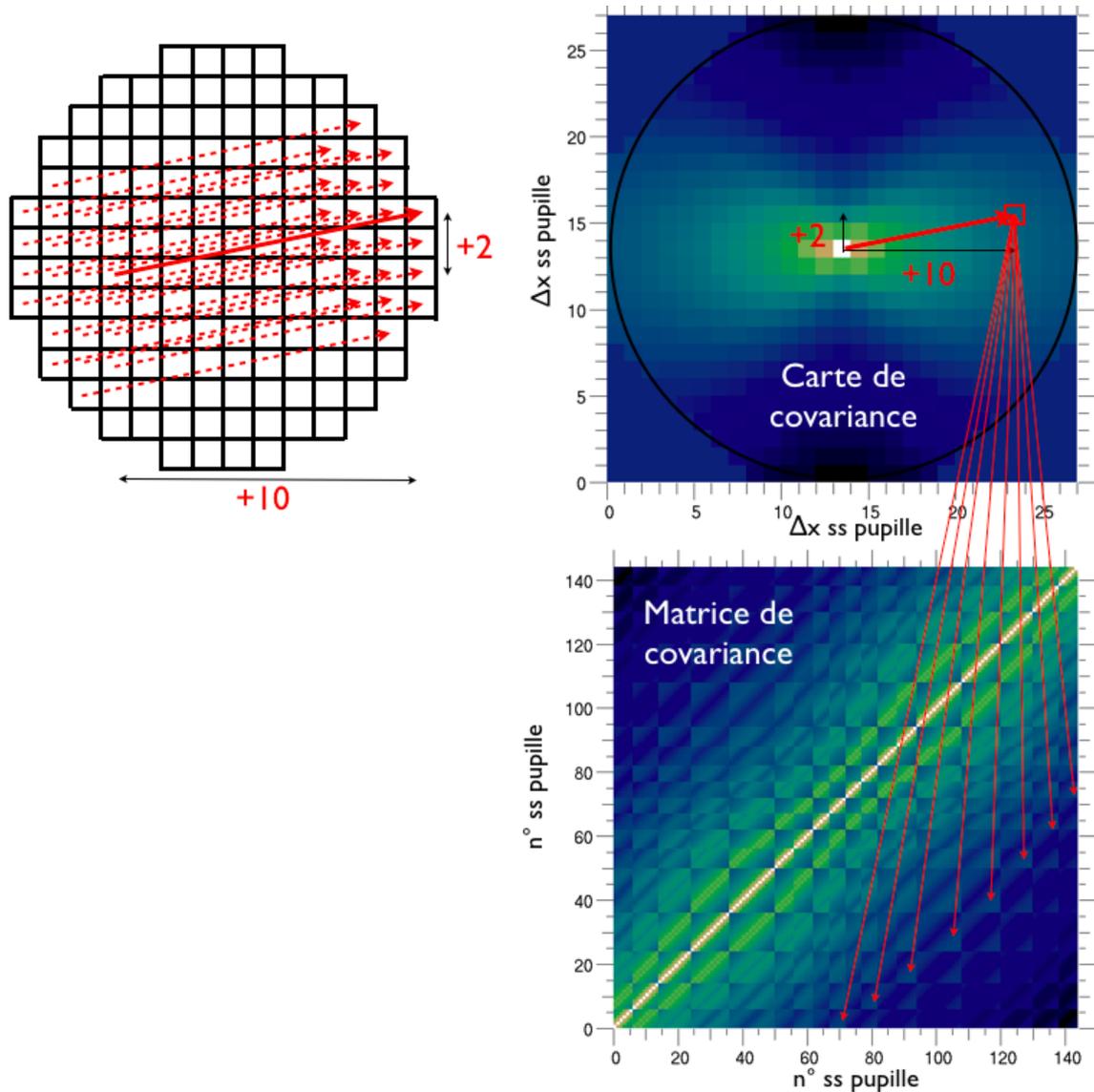


FIG. 7.9 – Illustration de la correspondance entre la matrice et la carte de covariance des pentes en y d'un SH composé de 14×14 sous-pupilles (148 au total). Exemple avec une corrélation pour les couples de sous-pupilles dont le décalage est de $+10$ en x et $+2$ en y .

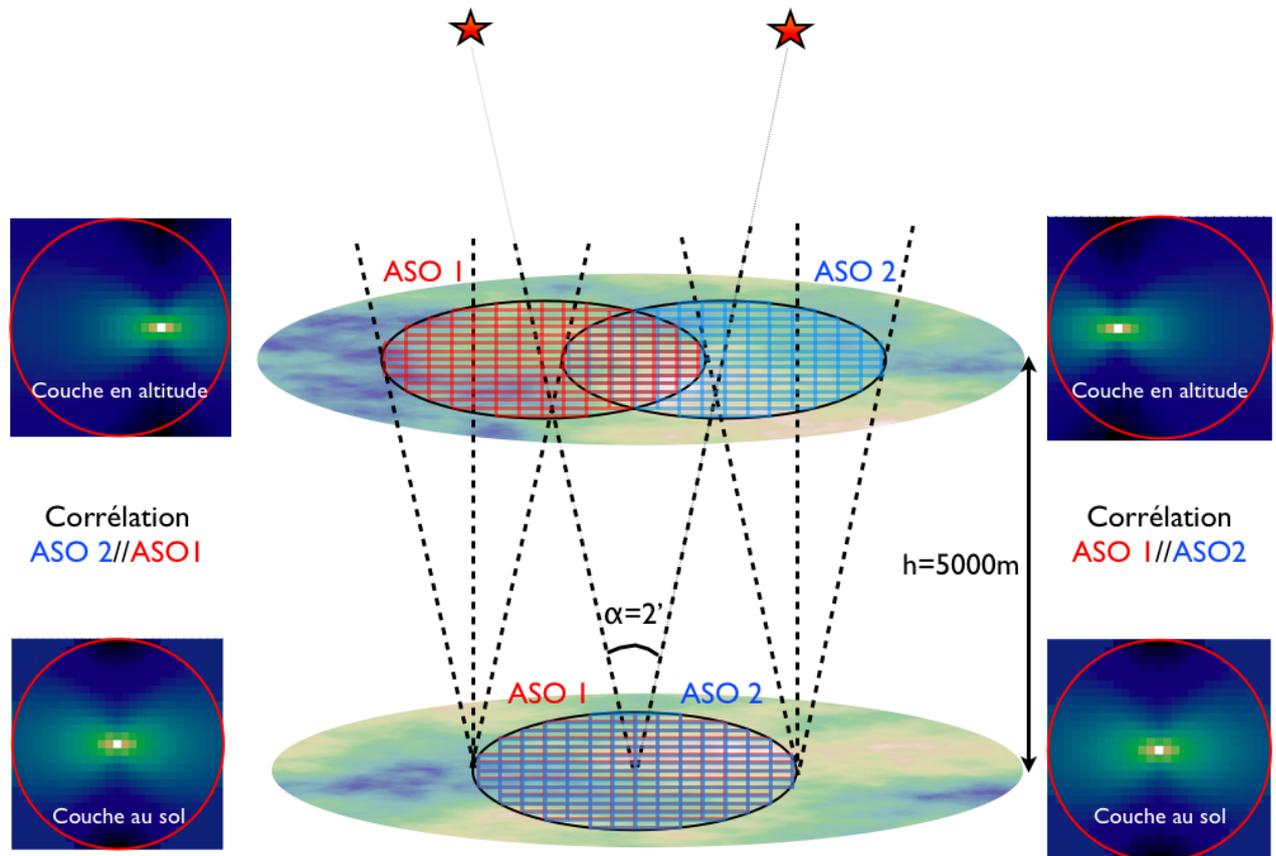


FIG. 7.10 – Exemple de cartes de covariance des pentes en y pour 2 ASO 14×14 sous-pupilles illustrées à 2 altitudes différentes (0 et 5000m). Le télescope simulé est un 8m et pour un angle de visée $\alpha = 2'$.

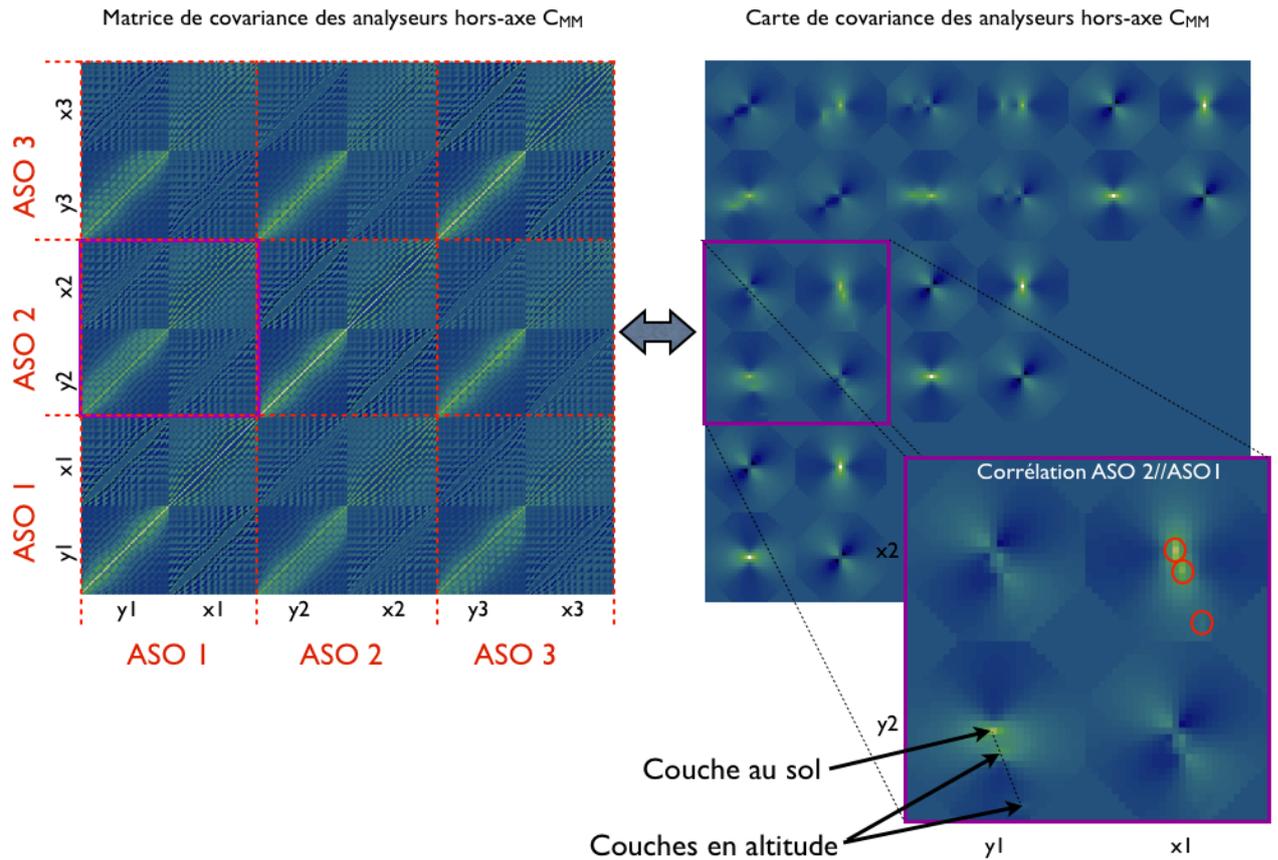


FIG. 7.11 – Structure de la matrice de covariance des pentes des analyseurs hors-axe C_{MM} . Cas simulé : télescope de $D=8m$ utilisant 3 ASO placés à $2'$ du centre de correction et 3 couches turbulentes placées à 0, 3000 et 10000m et de force relative 0.5, 0.35, 0.15

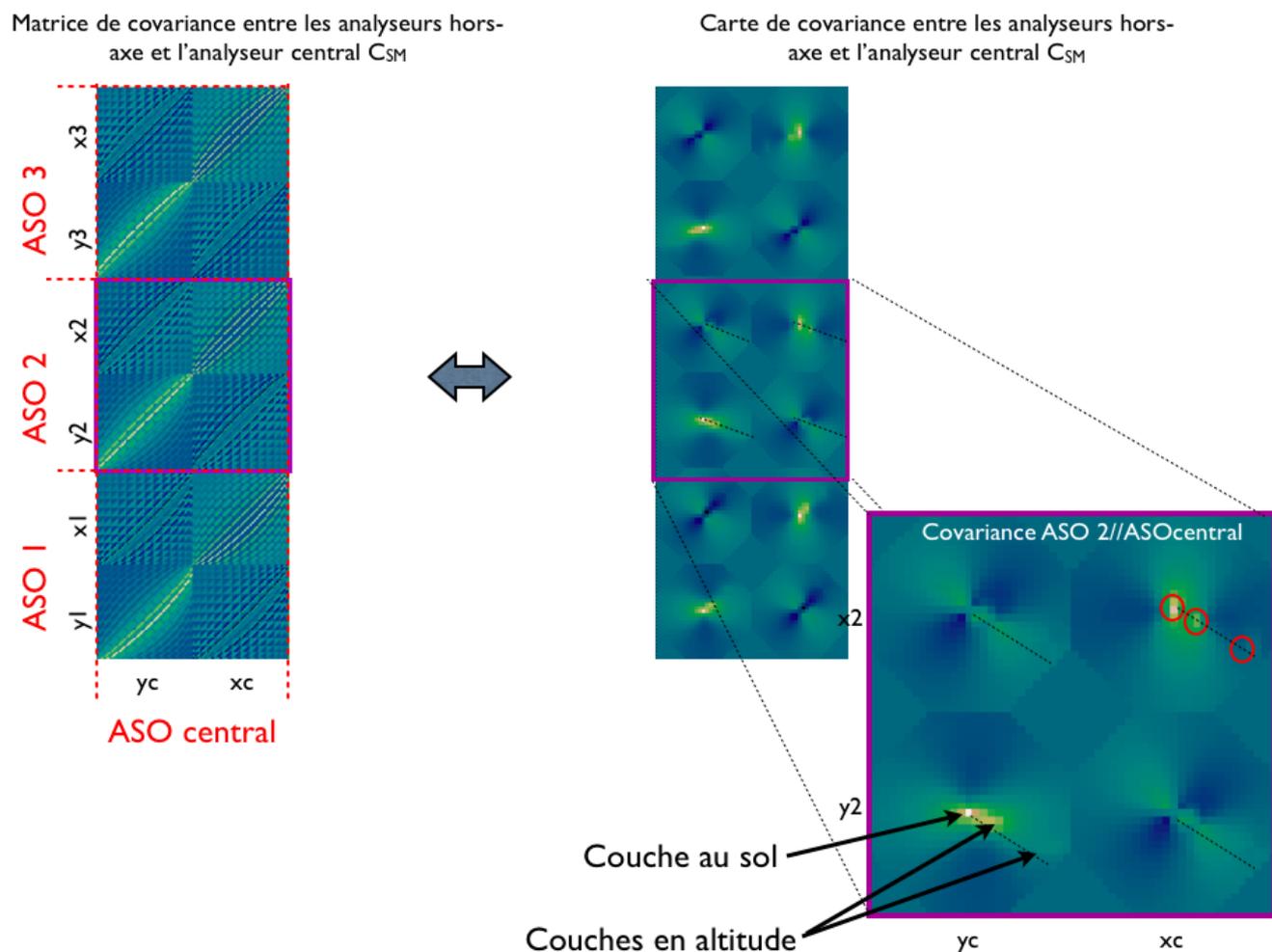


FIG. 7.12 – Structure de la matrice de covariance des pentes des analyseurs hors-axe vers l'analyseur central C_{SM} . Cas simulé : télescope de $D=8m$ utilisant 3 ASO placés à $2'$ du centre de correction et 3 couches turbulentes placées à 0, 3000 et 10000m et de force relative 0.5, 0.35, 0.15

7.4 Exemples de procédures en boucle ouverte

J'ai présenté en section 7.3 comment calculer le reconstituteur tomographique directement à partir des données en boucle ouverte provenant de tous les analyseurs de surface d'onde sur le ciel. La section 7.3.1 a explicité les expressions théoriques des matrices de covariance des pentes mesurées par un analyseur Shack-Hartmann. Il est maintenant possible suivre 3 stratégies distinctes.

7.4.1 L'algorithme « Learn & Apply »

7.4.1.1 Avec un ASO central

La solution du problème tomographique est donné par l'équation 7.23. Néanmoins, nous avons posé 2 hypothèses qui ne sont pas réalistes pour une implémentation sur un instrument scientifique.

Le premier point concerne l'expression du reconstituteur tomographique W donné par l'équation 7.11. Les 2 matrices de covariance des pentes C_{SM} et C_{MM} sont alors requises pour ce calcul. Il est alors important de noter que les pentes des analyseurs hors-axes sont *toujours fournies par le système* et nous pouvons calculer, *à tout moment*, la matrice de covariance des analyseurs hors-axe C_{MM} . Cette dernière remarque n'est en revanche pas applicable pour la matrice de covariance des pentes C_{SM} car nous ne disposons pas des données de l'analyseur dans l'axe. Ainsi, dans le cas d'une observation scientifique, seule la moitié du reconstituteur tomographique est calculable directement à partir des données. Néanmoins considérons temporairement que nous disposons bien de ces données dans l'axe.

Le deuxième point concerne le fait que le reconstituteur tomographique W peut être calculé, j'insiste, sans aucun *a priori* sur le profil de turbulence mais *uniquement* si l'on dispose d'une *infinité de données* (hors-axe et dans l'axe) afin de converger vers les matrices de covariances des pentes C_{SM} et C_{MM} . Évidemment, dans la réalité avec un nombre fini de données de mesures, cette convergence statistique n'est jamais complètement réalisée.

Afin de résoudre ce problème de convergence statistique nous introduisons volontairement un modèle de l'atmosphère de type Kolmogorov (ou Von-Karman) comme *a priori* dans les matrices. L'idée générale est d'utiliser les matrices de covariances directement mesurées à partir d'un échantillon fini de données sur le ciel, et de les ajuster avec ce modèle en fonction des différents paramètres du problème tomographique.

On peut ainsi citer comme paramètres :

- les directions de visée α_i des ASO hors-axe.
- la direction de correction β (direction de l'analyseur central).
- la hauteur h des couches turbulentes.
- la force relative de la turbulence dans chaque couche, caractérisée par le paramètre $r_0(h)$.
- l'échelle externe $L_0(h)$.
- éventuellement, les paramètres de calibration x, y, z, θ et $G...$ introduits en section 7.2 dans le but de tenir compte de la spécificité instrumentale du problème.

La procédure consiste alors à :

1. construire les matrices de covariance à partir des données en boucle ouverte de tous les ASO. Ces matrices sont donc calculées « sur le ciel ». On obtient alors des matrices « brutes » qui n'ont pas encore suffisamment convergées statistiquement à cause du nombre fini de données disponibles.
2. ajuster les paramètres du modèle tomographique aux matrices de covariance brutes calculées précédemment à l'aide d'un algorithme de minimisation de type Levenberg-Marquardt. On récupère ainsi un jeu de paramètres déduit des données de mesures.
3. calculer les matrices de covariance synthétiques dont le bruit de convergence est nul en appliquant dans le modèle les paramètres déduits en étape 2.
4. calculer le reconstruteur tomographique à partir des matrices synthétiques.

Les mesures en boucle ouverte des ASO permettent donc de mesurer les paramètres de la turbulence (profil de $C_n^2(h)$), les paramètres géométriques du problème tomographique (directions de visées α_i et de correction β des analyseurs de surface d'onde) et éventuellement des paramètres de calibration, en utilisant un nombre *limité* de données (typiquement quelques secondes de mesures suffisent). L'introduction d'*a priori* dans les matrices permet donc de résoudre le problème de convergence sur un nombre fini de données disponibles. Cependant à la différence d'une approche classique, les *a priori* utilisés sont déduits des données de l'instrument lui-même. Le résultat est donc une sorte de minimisation du problème tomographique *dans toute sa globalité*. Le reconstruteur tomographique ainsi calculé correspond donc réellement à la manière de « voir » de l'instrument, car il a directement été déduit de ce qu'il mesure. Cet algorithme est appelé par la suite « Learn and Apply » (L&A).

7.4.1.2 Sans ASO central

Néanmoins, en l'état actuel l'algorithme L&A n'est toujours pas envisageable sur le ciel. Nous avons en effet supposé que les mesures dans l'axe étaient disponibles pour calculer la matrice de corrélation C_{SM} . Remarquons que cette matrice se comporte comme un projecteur des données dans la direction de correction car elle seule fait intervenir les données (potentiellement) mesurées par l'analyseur dans l'axe. De plus, elle possède exactement les mêmes paramètres de turbulence que la matrice de covariance des ASO hors-axe C_{MM} (le profil de turbulence reste le même) ainsi que les mêmes paramètres des directions de visées α_i des analyseurs de surface d'ondes placés hors-axe.

En réalité le seul paramètre manquant indispensable pour pouvoir calculer cette matrice est la direction de correction β qui reste cependant un paramètre connu (la position de la galaxie dans le champ est en principe déterminée auparavant). Ainsi en rajoutant l'information de la direction de correction qui est alors l'unique *a priori* non déduit des mesures des pentes hors-axe, il est possible de calculer la deuxième moitié du reconstruteur, i.e la matrice C_{SM} , *sans avoir besoin des données dans l'axe*. L'utilisation de l'algorithme L&A est alors possible durant une vraie observation scientifique. Notons tout de même, que si les données dans l'axe sont disponibles, alors la matrice C_{SM} est elle aussi ajustée

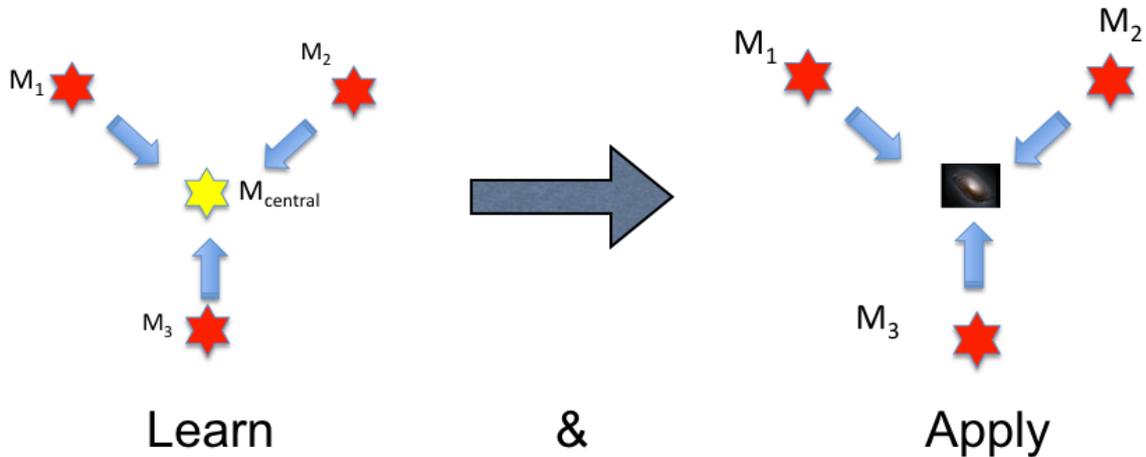


FIG. 7.13 – Principe de base du *Learn & Apply*. La première étape consiste à calculer le reconstituteur tomographique en utilisant les données de tous les ASO disponibles (central compris). La deuxième consiste à appliquer le reconstituteur ainsi calculé dans la direction de la galaxie cible.

en même temps que la matrice C_{MM} afin d'augmenter la robustesse de l'ajustement des paramètres. Le paramètre de visée β est alors déduit des mesures comme tous les autres paramètres.

La figure 7.14 illustre la matrice de covariance C_{MM} « brute » mesurée à partir des données de tous les ASO hors-axe et la matrice de covariance « fittée » calculée à partir du jeu de paramètres minimisant le modèle et la mesure.

La procédure *Learn and Apply* autorise donc à mesurer tous les paramètres nécessaires à la résolution du problème tomographique posé en MOAO. Le profil de turbulence ainsi que les paramètres géométriques du problème et éventuellement les paramètres de calibration sont alors des *outputs* de cet algorithme. Contrairement à l'approche classique, la procédure *Learn and Apply* possède alors l'avantage de mesurer sur le ciel le reconstituteur optimal sans aucun a priori externe à l'instrument, je pense en particulier au profil de turbulence $C_n^2(h)$. Il mesure le reconstituteur qui correspond au comportement réel de l'instrument car celui-ci aura été directement mesuré.

On peut enfin noter que les échelles typiques de variation de la turbulence (seeing, $C_n^2(h)$, $L_0(h)$) étant typiquement de l'ordre de la dizaine de minute voire plus, l'algorithme L&A ne nécessite pas d'être obligatoirement implémenté dans le RTC de l'instrument. Dans le cadre du démonstrateur de MOAO, CANARY, cet algorithme sera ainsi implémenté dans la station de travail récupérant les données provenant du RTC.

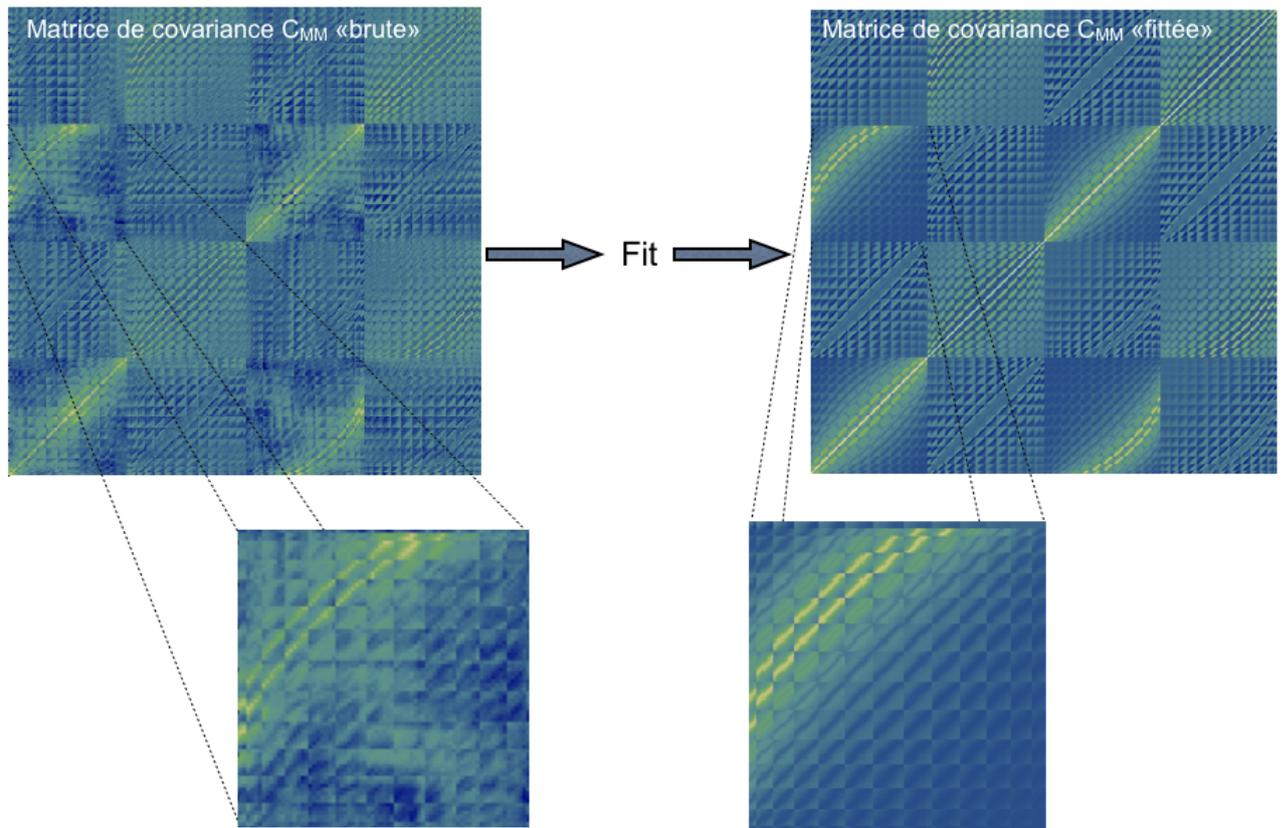


FIG. 7.14 – Exemple de matrice de covariance des analyseurs hors-axe (C_{MM}) calculée à partir des données brutes (à gauche) et la matrice calculée après ajustement des paramètres du modèle (à droite).

7.4.1.3 Précision sur les paramètres retrouvés

Un exemple de paramètres déduits des données par la procédure L&A est présenté en table 7.1. On utilise 10000 pentes en boucle ouverte fournies par tous les ASO dans un cas à 1 couche turbulente. Cette dernière est placée à 8000m d'altitude avec une force de $r_0 = 10\text{cm}$ (à $\lambda = 500\text{nm}$). Les ASO sont au nombre de 3 et sont des 14×14 sous-pupilles. Le télescope simulé est un 8m.

L'erreur sur la précision des paramètres retrouvés est de 6% sur l'altitude, 5% sur les positions des ASO, et 10% sur la force de la turbulence r_0 . L_0 est habituellement le paramètre le plus difficile à mesurer et l'erreur est ici de 50%.

Paramètres	r_0	Altitude	L_0	Positions ASO
Initiales	10cm	8000m	50m	(30", 15", 25")
Retrouvées	11cm	7500m	75m	(28.5", 14", 23.8")
Erreur relative	10%	6%	50%	5%

TAB. 7.1 – Paramètres du problème tomographique retrouvés en utilisant 10000 pentes en boucle ouverte sur tous les analyseurs de surface d'onde.

7.4.2 Vers une variante d'un schéma classique de tomographie : « Apply Only »

J'ai présenté en section 7.4.1 le principe de l'algorithme *Learn and Apply* qui se déroule en 2 étapes : la récupération des paramètres nécessaires à la résolution du problème tomographique puis l'application de ces paramètres afin de calculer les 2 matrices de covariance qui mènent au reconstruteur.

Il est néanmoins envisageable d'utiliser les paramètres provenant d'un système externe au télescope et dédié à la mesure du profil de turbulence (SLODAR...) et de les utiliser comme *a priori* dans l'algorithme conjointement avec la connaissance *théorique* des directions de visées α_i et de correction β afin de calculer les 2 matrices de covariances synthétiques C_{MM} et C_{SM} . Dans ce cas de figure, l'algorithme ne fait qu'appliquer (« Apply Only ») les paramètres donnés en entrée. Cette configuration est alors proche de l'approche classique de la tomographie consistant à utiliser des *a priori* externes dans un modèle qui se doit d'être le plus fidèle possible à l'instrument (cf erreurs de modèle discutés en section 6.2).

Ce scénario permet de calculer en simulation numérique la meilleure performance qu'il est possible d'atteindre en utilisant un reconstruteur calculé à partir des matrices de covariances grâce à une connaissance « parfaite » des paramètres. Il est également particulièrement utile pour évaluer la perte de performance de l'algorithme L&A provenant de sa capacité à estimer les paramètres à partir des données du télescope (cf simulations section 8.1.4).

7.4.3 Mesure du profil de turbulence à partir des données de l'instrument : « Learn Only »

Je propose enfin une dernière stratégie consistant à n'utiliser que la partie apprentissage des paramètres (« Learn Only ») de l'algorithme L&A dans le but de mesurer le profil de turbulence tel que vu par l'instrument. J'attire l'attention sur le fait que la capacité à récupérer les informations du profil turbulent à partir des matrices de covariance brutes sera d'autant meilleure que le diamètre du télescope est grand et que le nombre d'ASO est important.

En réalité, l'algorithme L&A reprend le principe de mesure du profil turbulent d'un SLODAR pour un nombre de directions sondées supérieures à 2 (dépendant du nombre d'ASO utilisés) et sur un télescope bien plus grand que ceux habituellement utilisés pour la mesure du profil. Dans le cas d'un ELT, les données reçues contiennent un nombre très important de couples de corrélations identiques augmentant de ce fait l'information globale sur la turbulence.

La précision de l'algorithme L&A sur la position des couches turbulentes est d'environ 500m pour un télescope de 8m et des étoiles guides à 30" de distance par rapport au centre de correction. On peut estimer la sensibilité fournie par un système de MOAO sur un télescope de 42m avec des étoiles guides à 2.5' de la direction centrale (cas de EAGLE) : elle devrait être de l'ordre de 100m. L'E-ELT sera ainsi le plus grand SLODAR jamais conçu !

Pour cette raison, il me paraît important de tenir compte des données provenant de l'instrument sur les futurs systèmes envisagés qui nécessitent une mesure du profil turbulent, qu'ils soient de type MCAO, LTAO ou MOAO. Le profil ainsi mesuré peut alors être utilisé par un autre algorithme tomographique que celui proposé dans cette thèse.

7.5 Discussion sur la procédure Learn & Apply...

Comme nous venons de le voir dans les 3 sections précédentes, l'utilisation de matrices de covariance des mesures de tous les ASO permet d'envisager une grande flexibilité de fonctionnement. L'algorithme Learn & Apply mesure et calibre le problème de la tomographie en boucle ouverte *dans sa globalité instrumentale*. J'insiste sur l'intérêt majeur de la méthode L & A qui est de permettre de *calibrer* l'instrument pour calculer un reconstruteur tomographique qui correspond à son comportement réel. Notons néanmoins que le reconstruteur ainsi calculé n'est valable que pour une configuration géométrique donnée. Dans le cas où cette configuration doit changer (par exemple le changement de cible scientifique dans le champ), il faut alors re-mesurer les paramètres pour recalculer un nouveau reconstruteur.

L'introduction d'*a priori* dans les matrices de covariance permet de dépasser les 2 limites principales de la méthode à savoir, la convergence statistique des matrices et l'utilisation des mesures de l'ASO central (cf section 7.4.1). L'utilisation de ces *a priori* autorise également à calculer un reconstruteur tomographique que je qualifierai alors de « purement » modélisé

(« Apply Only ») et dont le principe est finalement proche de l'approche classique présentée au chapitre 6). En effet un tel reconstruteur est dépendant d'une bonne estimation de tous les paramètres afin de bien modéliser le problème. A noter que ce type de reconstruteur fonctionne (évidemment) particulièrement bien en simulation où tous les paramètres sont parfaitement maîtrisés (cf les simulations sur CANARY section 8.1).

Enfin, il faut bien noter que le reconstruteur ainsi calculé est capable de prédire les pentes qu'un analyseur *est sensé mesurer si la source était suffisamment brillante dans l'axe de correction*. En reprenant le processus global de calibration présenté en section 7.2 nous avons en réalité également calibré l'étape de tomographie notée 2 dans l'illustration de la figure 7.5. La prédiction des pentes de l'analyseur dans l'axe nous permet donc de calculer directement les tensions à appliquer au miroir déformable après multiplication par la matrice de commande mesurée lors d'une calibration pouvant précéder l'observation (étape 3). La présence d'un ASO central est donc hautement désirable dans le but de calibrer l'instrument même si ce dernier n'est pas utilisé durant l'observation. Il n'est alors pas nécessaire d'avoir les mêmes caractéristiques notamment en terme de sensibilité, il peut alors s'agir d'une copie des ASO hors-axe « low-cost ».

Enfin, dans la procédure telle qu'elle est implémentée aujourd'hui, il a été choisi d'ajuster les matrices de covariance et non les cartes de covariance, ceci dans le but que chaque sous-pupille ait le même poids dans l'ajustement. Dans le cas d'un ELT la taille de la matrice C_{MM} peut devenir particulièrement importante. En effet si on considère un télescope de diamètre $D=42\text{m}$, avec 11 ASO (cas de EAGLE) de 84×84 sous-pupilles soit environ 5000 vecteurs de pentes (10000 pentes en x et y) pour chaque ASO, la matrice de covariance C_{MM} avoisine alors une dimension de 100000×100000 , la taille de la matrice est alors environ de 75Go (codé en double)! Reste maintenant à l'inverser ce qui risque de poser de gros problèmes...

7.5.1 Accélérer la convergence des matrices sans ajustement de paramètres ?

Il existe un moyen de forcer la convergence des matrices de covariance sans utiliser de modèle de turbulence et donc des paramètres d'*a priori* introduits dans la section 7.4.1. Cette méthode consiste à moyenner les valeurs associées aux couples de sous-pupilles dont les corrélations sont identiques en calculant la carte de covariance associée à la matrice de covariance « brute ». Une illustration de cette méthode qui ne nécessite alors aucun modèle est proposée en figure 7.15.

La matrice de covariance ainsi récupérée après passage par la carte de covariance a très clairement convergée beaucoup plus rapidement que la matrice brute. Cette méthode oblige cependant à avoir nécessairement les mesures de l'ASO dans l'axe pour mesurer la matrice de covariance C_{SM} . Je présente en section 9.2 un résultat expérimental sur la comparaison de la performance de 3 reconstruteurs tomographiques calculés de différentes manières (reconstruteur brut, méthode d'accélération présentée ici et nommée « clean » et méthode L&A par ajustement des paramètres).

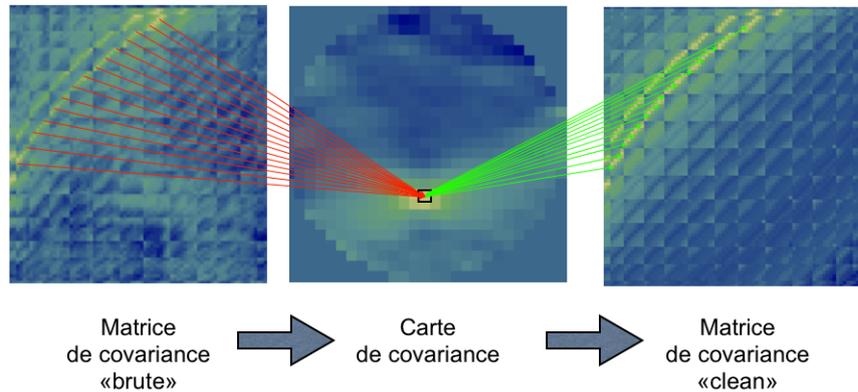


FIG. 7.15 – Méthode d'accélération de la convergence. Le passage par la carte de covariance moyenne les valeurs des couples de corrélation identiques. La nouvelle matrice de covariance déduite de la carte de covariance mesurée a alors nettement convergé. La matrice brute est ici calculée à partir d'un enregistrement en boucle ouverte de 1000 pentes indépendantes (cas d'une seule couche à 5000m d'altitude pour un télescope simulé de 8m).

7.5.2 Et en boucle fermée ?

L'algorithme Learn & Apply à été développé dans le cadre de la boucle ouverte dont l'un des avantages est de permettre de mesurer directement la totalité de la perturbation atmosphérique. Imaginons maintenant que nous voulions transposer cette méthode à la LTAO qui effectue comme en MOAO le même type de correction optimisée dans une direction précise du champ. A la différence de la MOAO, la LTAO fonctionne en boucle fermée, la mesure effectuée par tous les ASO hors-axe n'est donc que le résidu de variation de la phase due à la turbulence entre deux itérations de boucle. Afin de pouvoir appliquer la procédure L&A il est alors nécessaire de reconstruire les pentes « boucle ouverte » des ASO hors-axe. Ceci peut s'effectuer en rajoutant la contribution de la forme du miroir déformable qui est calculable à partir de la matrice d'interaction du système et des tensions envoyées à l'itération précédente au miroir déformable. L'idée de cette loi de contrôle est de ramener un fonctionnement boucle fermée à un fonctionnement de type boucle ouverte. Cette solution est connue sous le nom de POLC (Pseudo Open Loop Control) et proposée en 2005 par Gilles et al. [39].

De plus, en LTAO, l'utilisation d'une seule voie scientifique permet d'envisager un scénario en 2 temps mettant à contribution l'analyseur central. Une première étape consiste à dépointer le télescope afin de placer une étoile naturelle dans la voie de correction en respectant la géométrie de position des ASO hors-axe (utilisant la faculté de pouvoir bouger les LGS dans le ciel). L'analyseur central peut ainsi enregistrer quelques secondes de pentes en boucle ouverte en même temps que tous les ASO hors-axe (miroir déformable à plat). L'algorithme Learn & Apply calcule le reconstruteur adéquat pour une telle configuration (profil de $C_n^2(h)$, positions de visées α_i et de correction $\beta...$) et l'applique sur

l'objet à corriger. La mesure effectuée par les ASO hors-axe devrait alors être suffisante pour monitorer les paramètres changeant au cours du temps (en particulier le profil de turbulence) uniquement à l'aide de la matrice de covariance C_{MM} pouvant être mesurée à chaque instant sans interrompre la pose scientifique.

Ce type de fonctionnement nécessitant de pointer et dépointer le télescope vers une étoile brillante sur la voie scientifique est cependant difficilement envisageable en MOAO au regard du nombre de voies scientifiques bien trop important. Une solution pourrait alors consister à utiliser une LGS « libre » dans le champ venant tour à tour illuminer chacune des voies scientifiques et permettant de mettre à jour tous les paramètres.

Chapitre 8

Simulations avec l’algorithme Learn&Apply

8.1 Learn&Apply sur CANARY

J’ai effectué des simulations numériques consistant à prédire les performances de l’algorithme *Learn & Apply* dans le cadre du démonstrateur de MOAO : CANARY. Le but a été de simuler les 2 scénarii de tomographie *Learn and Apply* et *Apply Only* respectivement présentés en section précédente le 7.4.1 et 7.4.2. Nous voulons également connaître les performances de cet algorithme comparé au cas SCAO dans l’axe.

J’ai utilisé le langage open-source Yorick ainsi que l’outil de simulation d’un système d’optique adaptative appelé YAO (Yorick Adaptive Optics) développé par F.Rigaut ([94]). YAO est un programme de simulation en optique adaptative qui permet de simuler divers systèmes d’optique adaptative (SCAO, MCAO) dans lequel j’ai intégré les algorithmes de tomographie pour la MOAO : *Learn and Apply* et *Apply Only*.

Je simule 3 analyseurs de front d’onde de type Shack-Hartmann avec 7×7 sous-pupilles mesurant la turbulence en boucle ouverte. Un quatrième SH est placé dans l’axe après le miroir déformable et simule ainsi le truth sensor utilisé dans CANARY. Le miroir déformable est de type piezo-stack avec 8×8 actionneurs et commandé en boucle ouverte. La boucle d’OA est cadencée à 300Hz.

8.1.1 Conditions atmosphériques

Trois conditions de turbulence atmosphériques sont simulées. Elles correspondent aux bonnes, moyennes et mauvaises conditions observées sur l’île de La Palma (îles Canaries). J’ai également rajouté un quatrième cas de turbulence reprenant la condition médiane pour laquelle j’ai volontairement baissé l’altitude de la couche la plus haute passant ainsi de 13500m à 8000m. La table 8.2 résume les paramètres pour chacun des 4 cas de turbulence utilisés.

Conditions	Mauvaises	Médianes	Bonnes	Médianes modifiées
Couche 1 (force)	15500m (0.05)	13500m (0.1)	15500m (0.1)	8000m (0.1)
Couche 2 (force)	10000m (0.1)	4000m (0.3)	10000m (0.1)	4000m (0.3)
Couche 3 (force)	6500m (0.05)	2500m (0.15)	4000m (0.15)	2500m (0.15)
Couche 4 (force)	0m (0.8)	0m (0.45)	0m (0.65)	0m (0.45)
$r_0@0.5\mu\text{m}$ (cm)	8.5	12	16	12
L_0 (m)	30	30	30	30
Seeing (")	1.02	0.7	0.51	0.7

TAB. 8.1 – Paramètres atmosphériques de la simulation. La force de la turbulence est exprimée en fonction du pourcentage total de la perturbation.

8.1.2 Configuration géométrique.

Dans le cadre de la phase A de CANARY (cf section 3.3.1), les étoiles guides utilisées sont des étoiles naturelles réparties dans un champ maximum d'environ 2' de diamètre. Une liste d'astérismes a ainsi été sélectionnée à partir du catalogue d'étoiles Tycho2. Notons que pour CANARY une magnitude de l'ordre de 12 est nécessaire afin de garder un bon rapport signal à bruit sur la mesure du front d'onde.

La simulation consiste à reproduire la géométrie de plusieurs astérismes tests qui seront utilisés lors de la phase A de CANARY. Je présente dans cette thèse les résultats obtenus avec l'astérisme dont la géométrie est la plus intéressante pour l'étude de la reconstruction tomographique et de la validation en simulation de la procédure L&A. Cet astérisme de test est présenté en figure 8.1. La distance angulaire des 3 étoiles guides par rapport à l'étoile centrale est d'environ 22 secondes d'arc. Les trois étoiles hors-axe, notées 1,2 et 3, sont utilisées pour mesurer le front d'onde turbulent en boucle ouverte. Le résultat de la correction, après prédiction tomographique du front d'onde et correction du miroir déformable en boucle ouverte est vérifié à l'aide d'un quatrième ASO pointé vers l'étoile centrale, notée C.

La figure 8.2 montre la position de la pupille du télescope projetée dans les 4 directions de visées à la hauteur de la couche turbulente la plus élevée. Les pupilles sont représentées pour comparaison à 2 altitudes différentes (13500m et 8000m). La séparation maximale des pupilles à une altitude de 13500m est de $\Delta_{pup} = 37\%$ par rapport à la direction de correction. Notons que cette séparation est un peu élevée par rapport au cas de EAGLE sur l'E-ELT qui, pour comparaison, donne un recouvrement de l'ordre de $\Delta_{pup} = 28\%$ (exemple de cible à 3' des étoiles guides et $D=42\text{m}$).

Le cas de condition de turbulence médianes modifiées (couche la plus haute à 8000m) a pour but de faire une comparaison plus réaliste avec EAGLE en terme de recouvrement de pupilles. Ce dernier cas donne en effet une séparation de $\Delta_{pup} = 22\%$. La reconstruction tomographique dans le cas de figure avec une couche à 13500m entraîne donc une reconstruction tomographique de la turbulence dans la direction d'intérêt incomplète. Il existe en effet des zones non vues en raison de l'importante obstruction (30% sur le WHT) et

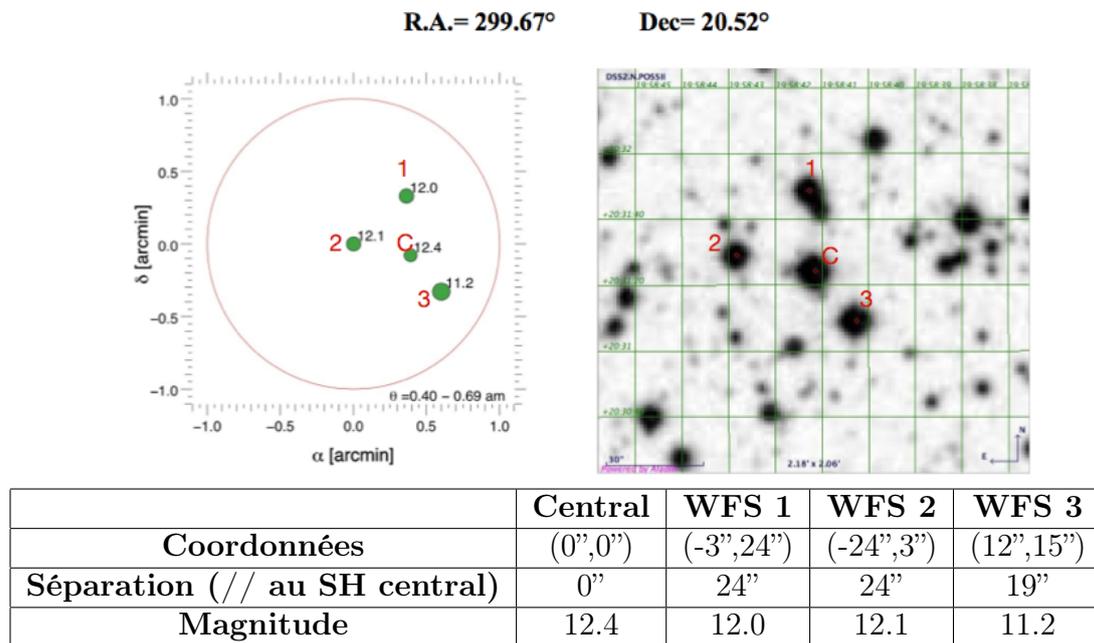


FIG. 8.1 – Configuration et paramètres de l'astérisme de test.

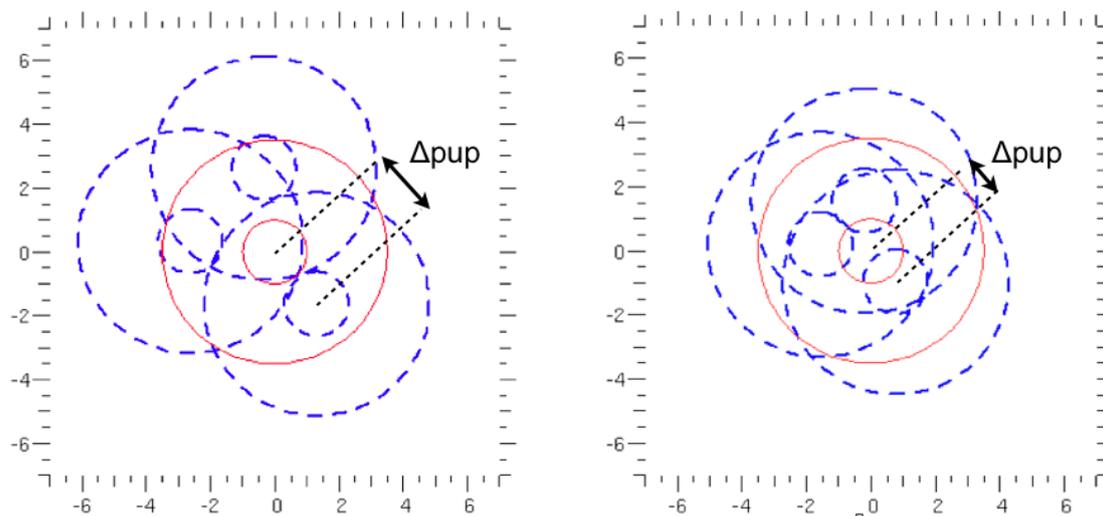


FIG. 8.2 – Position des pupilles en altitude sur l'astérisme de test. A gauche : la couche la plus haute est à une altitude de 13500m, à droite la couche est à 8500m. Sont représentées en bleu les pupilles projetées dans les directions hors-axe, en rouge, dans la direction de correction.

du faible nombre d'étoiles guides hors-axe utilisées : seulement 3 sur CANARY lors de la phase A (11 par comparaison sur EAGLE). Plus généralement CANARY sera souvent limité par la taille du télescope ($D = \ll \text{seulement} \gg 4.2\text{m}$), pour la reconstruction du volume de turbulence. Ce dernier point est particulièrement vrai en phase A où les astérismes respectant une configuration géométrique favorable avec des étoiles de magnitudes < 12 sont relativement rares (6 astérismes à la géométrie favorable sur tout le ciel)...

8.1.3 Cas de simulations étudiés

Afin de comparer les résultats j'ai simulé les rapports de Strehls (SR) en bande H après correction pour 5 cas d'optique adaptative différents ainsi que pour chacune des 4 conditions de turbulence atmosphérique. Les 5 cas étudiés sont :

1. **SCAO hors-axe.** Ce premier test consiste à fermer la boucle dans un schéma classique de SCAO en utilisant 1 seul analyseur de surface d'onde pointé vers l'étoile notée 1. On mesure la correction dans la direction d'intérêt en utilisant l'ASO central pointé vers l'étoile C. Ce scénario permet de mesurer la perte de correction due à l'effet d'anisoplanétisme.
2. **SCAO dans l'axe.** Le second cas testé consiste à fermer la boucle sur l'analyseur central C dans une configuration SCAO. On mesure alors la meilleure performance qu'il est possible d'atteindre dans la direction d'intérêt pour une condition de turbulence donnée.
3. **GLAO.** Le troisième cas consiste à utiliser les 3 ASOS hors-axes pointés vers les étoiles 1, 2 et 3 et le miroir déformable conjugué dans la pupille pour effectuer une correction de la couche au sol. On moyenne les mesures provenant des 3 ASO ce qui nous donne la performance atteignable avec uniquement la couche au sol corrigée.
4. **MOAO (Apply only).** Le quatrième cas consiste à effectuer une reconstruction tomographique qui utilise un *a priori* parfait sur le profil de turbulence. Nous utilisons l'algorithme L&A dans le mode *Apply only* (présenté en section 7.4.2) afin de déterminer la performance maximale atteignable par processus tomographique utilisant les matrices de covariance.
5. **MOAO (Learn & Apply)** Le dernier cas illustre les résultats dans un contexte réel, i.e qui consiste à apprendre le reconstituteur tomographique dans le mode autonome *Learn & Apply* présenté en section 7.4.1. Dans ce scénario, 30 secondes de mesures enregistrées en boucle ouverte (9000 pentes) sont utilisées afin de retrouver tous les paramètres nécessaires à la résolution du problème tomographique. Aucun *a priori* sur le profil de turbulence n'est supposé dans cette méthode utilisant directement les données de mesures de l'instrument.

Le tableau 8.3 commente les différences pouvant exister entre les 5 scénarios simulés.

Relationship	Off-axis SCAO	On-axis SCAO	GLAO	MOAO (Apply only)	MOAO (L&A)
Off-axis SCAO	N/A				
On-axis SCAO	Best AO performance reachable. Anisoplanetism effect	N/A			
GLAO	Ground layer corrected	Altitude layers uncorrected	N/A		
MOAO (Apply only)	All layers corrected. Perfect C_n^2 profile knowledge.	Tomography error + open-loop correction. Perfect C_n^2 profile knowledge.	Altitude layer reconstructed using turbulence profile knowledge.	N/A	
MOAO (L&A)	All layers corrected. No external a priori from C_n^2 profile.	Tomography error + open loop correction. No external a priori from C_n^2 profile. Self-calibrated.	Altitude layer reconstructed without a priori from C_n^2 profile.	No external a priori from C_n^2 profile.	N/A

TAB. 8.2 – Table de comparaison exprimant les différences entre les 5 cas d'OA simulés.

8.1.4 Résultats de simulation

Les résultats de la simulation sont présentés dans 2 tableaux distincts. Le tableau 8.4 présente les résultats dans un cas sans bruit de mesure sur l'analyse de front d'onde (rapport signal à bruit infini). Les résultats présentés dans le tableau 8.5 prennent en compte la magnitude des étoiles guides ainsi que des performances du détecteur des ASO de CANARY (cas avec bruit).

8.1.4.1 Cas sans bruit

Conditions	Mauvaises	Médianes	Bonnes	Médianes modif.
SCAO hors-axe	3.9%	9.2%	15.1%	11.2%
SCAO	44.9%	64.8%	76.6%	64.8%
GLAO	13.3%	32.7%	40.7%	32.7%
MOAO (Apply only)	30.2%	52.3%	60.1%	61.1%
MOAO (L&A)	22.2%	45.6%	50.1%	56.5%
Décalage pupilles max.	43%	37%	43%	22%
Seeing (")	1.02	0.7	0.51	0.7

TAB. 8.3 – Rapport de Strehl calculés sans bruit de l'instrument CANARY sur l'astérisme de test pour 4 conditions de turbulence différentes et 5 scénarios d'OA différents.

Conditions médianes. L'effet de l'anisoplanétisme (SCAO sur l'analyseur 1) aboutit à une dégradation importante de la performance dans la direction d'intérêt C. Le rapport de Strehl dans l'axe de correction est alors de $SR=9.2\%$. Le schéma classique de type SCAO dans l'axe fournit un $SR = 64.8\%$. Une correction de type GLAO donne un $SR=32.7\%$. Une reconstruction tomographique de type MOAO en mode *Apply Only* qui utilise une connaissance parfaite du profil de turbulence ($C_n^2(h)$) mène à $SR=52.3\%$. On note une chute d'environ 12% du rapport de Strehl par rapport au cas SCAO dans l'axe. Cette baisse peut s'expliquer par les zones non vues à cause d'un recouvrement partiel des pupilles à l'altitude de la couche la plus haute (cf figure 8.2 à gauche). La reconstruction des couches en altitude permet de gagner environ 20% de rapport de Strehl malgré des zones non vues à 13500m d'altitude. Enfin, l'algorithme *Learn & Apply* aboutit à une performance de $SR=45.6\%$.

La perte de 7% du Strehl par rapport au scénario *Apply Only* s'explique par 2 facteurs. Le premier est inhérent à la méthode L&A. Quelques pourcents sont dus à la capacité de la méthode à retrouver les bons paramètres à partir d'un nombre fini de données (ici 30 secondes d'enregistrement). Le deuxième facteur est dû à la difficulté de retrouver le bon profil de $C_n^2(h)$ en particulier à l'altitude la plus élevée là où les recouvrements sont partiels vers la direction d'intérêt. La couche est ainsi retrouvée à 9300m d'altitude au

lieu de 13500m (31% d'erreur relative). Les autres couches sont retrouvées à une précision d'environ 15%. La valeur de la force de la turbulence r_0 est retrouvée à 10% près pour les 3 premières couches et 30% d'erreur pour la couche la plus haute.

Conditions médianes modifiées. Cette condition de turbulence permet de se placer dans un cas de figure plus proche du problème tomographique rencontré sur EAGLE avec la couche la plus haute passant de 13500m à 8500m (le reste des paramètres étant identiques à la condition médiane). Le décalage maximum des pupilles est donc de $\Delta_{pup} = 22\%$. Sans surprise, les valeurs trouvées pour les cas SCAO, et GLAO ne varient pas par rapport aux conditions médianes (cf paragraphe précédent). La performance en SCAO hors-axe est un peu meilleure (11.2%) car la couche plus basse entraîne un effet moins important de l'anisoplanétisme. La reconstruction tomographique est maintenant dans un cas plus favorable. La performance du scénario *Apply Only* est donc meilleure avec $SR = 61.1\%$. Notons que la perte est de moins de 4% du rapport de Strehl par rapport au cas SCAO ce qui constitue une très bonne performance. Enfin, le mode *Learn&Apply* aboutit à un excellent $SR = 56.5\%$. Rappelons que ce dernier scénario ne contient aucun *a priori* du profil de turbulence $C_n^2(h)$. L'altitude et la force de la dernière couche est maintenant retrouvée à 10% près.

Bonnes conditions. Remarquons que cette condition place la couche la plus haute à 15500m soit un décalage des pupilles par rapport à la direction de correction de 43%! Le recouvrement n'est donc pas idéal pour cette condition. L'excellent seeing (0.51") à pour conséquence immédiate d'améliorer nettement les performances en SCAO hors-axe, SCAO et GLAO avec respectivement, 15.1%, 76.6% et 40.7%. En revanche, on note une perte importante du scénario *Apply Only* par rapport à la correction SCAO (60.1% contre 76.6%). Cette baisse de plus de 15% du rapport de Strehl est principalement due aux zones non-vues de la turbulence. Avec cette condition environ 20% du total de la perturbation se situe au dessus de 10000m. Enfin, le scénario L&A donne une performance de $SR=50.1\%$. La perte de 10% par rapport au cas *Apply Only* est due à l'impossibilité de mesurer le bon profil de turbulence à partir des mesures (recouvrement faible à 10000 et 15500m).

8.1.4.2 Cas avec bruit

conditions médianes et médianes modifiées Le scénario SCAO hors-axe sur l'étoile 1 donne un rapport de Strehl dans l'axe de correction de 10.9% (0.3% de moins que dans le cas sans bruit). La SCAO dans l'axe (étoile C) donne $SR = 49.3\%$ soit une perte d'environ 15% comparée au cas sans bruit. On peut expliquer cette importante perte car la boucle est fermée sur l'étoile la moins brillante de l'astérisme ($m=12.4$ soit la limite basse pour l'analyse de front d'onde sur CANARY). Notons également qu'il n'y a pas de gain modal optimisé sur les simulations (gain de boucle fixe = 0.6). La correction de type GLAO donne un $SR = 27.1\%$ (perte de 6%). Pour les conditions médianes, le scénario *Apply Only* donne $SR = 43\%$ soit moins de 10% de perte de performance par rapport au cas sans bruit principalement dû au fait que les analyseurs 1 et 2 sont dirigés vers des étoiles de

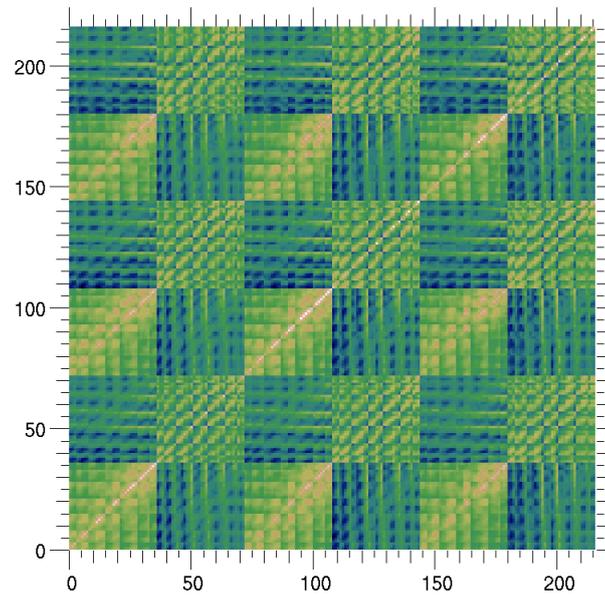


FIG. 8.3 – Matrice de covariance des ASO hors-axe C_{MM} brute sur CANARY dans le cas de conditions de turbulences médianes.

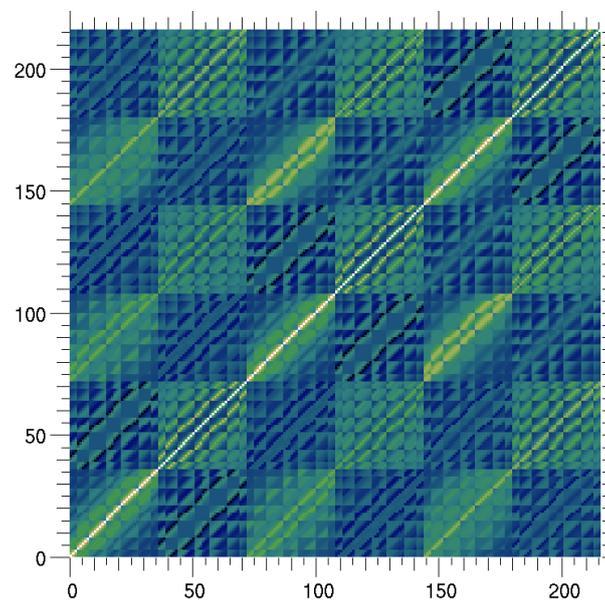


FIG. 8.4 – Matrice de covariance C_{MM} calculée par la méthode Learn&Apply à partir de la matrice de covariance brute présentée en figure 8.3 (conditions de turbulences médianes).

magnitude plus faible que 12. Pour les conditions médianes modifiées, le rapport de Strehl augmente à 52.5% dans le cas des conditions médianes modifiées grâce à une géométrie du problème tomographique plus favorable. L'approche Learn&Apply donne un rapport de Strehl de 36.3%. La perte d'environ 9% par rapport au cas *Apply Only* est, là encore, dû à la difficulté de retrouver la couche la plus haute dans un cas défavorable (couche mal vue à 13500m). Avec une géométrie plus favorable (conditions médianes modifiées), il n'y a qu'une perte d'environ 2% par rapport au cas *Apply Only* (48.4% contre 50.7%).

Bonnes conditions Le scénario *Apply Only* donne 52.5% soit seulement 2% de plus que le même scénario avec des conditions médianes modifiées. Malgré un bon seeing, la reconstruction tomographique souffre d'un mauvais recouvrement des pupilles pour les couches à 10000m et 15500m. Le problème s'aggrave encore avec le scénario *Learn&Apply* ou le rapport de Strehl obtenu avec des bonnes conditions est inférieur avec celui obtenu avec les conditions médianes modifiées (44% contre 48.4%) ! La procédure L&A a alors de la difficulté à retrouver les bons paramètres pour effectuer une correction tomographique de qualité.

Turbulence conditions	Mauvaises	Médianes	Bonnes	médianes modif.
Off-axis SCAO	3.8%	9%	14.6%	10.9%
On-axis SCAO	24.1%	49.3%	56.2%	49.3%
GLAO	10.8%	27.1%	35.1%	27.1%
MOAO (Apply only)	20.9%	43.0%	52.5%	50.7%
MOAO (L&A)	11.1%	36.3%	44.0%	48.4%
Pupils shifts	43%	37%	43%	22%
Seeing (")	1.02	0.7	0.51	0.7

TAB. 8.4 – Rapport de Strehl calculés avec bruit de l'instrument CANARY sur l'astérisme de test pour 4 conditions de turbulence différentes et 5 scénarios d'OA différents.

8.1.5 Performance de CANARY dans le champ de correction

La figure 8.5 illustre l'évolution du rapport de Strehl en fonction de la séparation des étoiles guides (est également indiqué entre parenthèses la séparation des pupilles à la couche la plus haute i.e 13500m). L'astérisme pour cette simulation est composé de 3 étoiles naturelles dont la géométrie forme un triangle équilatéral dont le centre correspond à la direction de correction. L'astérisme utilisé dans cette configuration présente donc une géométrie légèrement plus favorable en terme de recouvrement de pupilles que dans le cas présenté dans la section précédente avec l'astérisme de test. Les courbes de performances présentées sont simulées sans bruit. Les conditions médianes de turbulence sont utilisées (cf table 8.2).

La courbe verte représente la performance de la SCAO hors-axe dont la boucle est fermée sur une des étoiles guides. Au fur et à mesure que la séparation angulaire augmente entre l'étoile guide et la direction d'intérêt, la performance diminue sensiblement. On observe ici l'effet de l'anisoplanétisme. Évidemment le cas où la séparation est nulle ($0''$) correspond à une SCAO dans l'axe. Sans surprise (et heureusement), tous les cas d'OA étudiés ici, convergent vers ce point limite ($SR = 64.8\%$) quand la séparation tend vers $0''$. On remarque que l'effet de l'anisoplanétisme fait chuter rapidement la performance à moins de 30% dès $10''$ de séparation et environ 12% à $20''$.

La courbe bleue représente la correction en schéma GLAO. Le rapport de Strehl reste au delà de 50% à $15''$ et diminue jusqu'à atteindre 23.9% à $30''$.

La courbe rouge pleine (triangles rouges) représente la performance de l'algorithme *Apply Only* (utilisant une connaissance parfaite du profil de C_n^2). La performance reste à plus de 50% jusqu'à $25''$ de séparation grâce à une bonne reconstruction des couches en altitude. A partir de $30''$ de séparation, équivalent à une séparation de pupilles à 13500m de 46% , la performance chute à 44.3% (à comparer néanmoins à 23.9% en GLAO et 9% avec la SCAO souffrant de l'anisoplanétisme). Ici encore, la reconstruction tomographique souffre du problème de zones non-vues en altitude à partir de 30% de séparation de pupilles à cause du faible nombre d'ASOS hors-axe utilisés (seulement 3) et de l'obstruction centrale importante (30%) masquant une partie de la turbulence en altitude.

Enfin, la courbe rouge en trait pointillés (losanges rouges) représente la performance de l'algorithme *Learn & Apply* avec une perte typique de quelques pourcents par rapport au scénario *Apply Only*. Cette perte de quelques pourcents est due à la difficulté de retrouver les couches en altitude sans connaître le profil de turbulence (30 secondes de mesures boucles ouvertes utilisées).

8.1.6 Discussion sur les simulations CANARY

Les résultats présentés en sections 8.1.4 et 8.1.5 montrent que l'algorithme *Learn & Apply* est capable de calculer un reconstruteur tomographique robuste à partir des données de tous les analyseurs de surface d'onde. Ce reconstruteur est alors calculé sans *a priori* sur le profil de turbulence. La perte de performance est de l'ordre de quelques pourcents sur le rapport de Strehl calculé à partir d'une méthode disposant d'une connaissance parfaite de tous les paramètres (méthode *Apply Only*). Cette baisse est due à la capacité de la méthode à déterminer les paramètres nécessaires à la résolution du problème tomographique à partir d'un nombre fini de données enregistrées en boucle ouverte.

Dans le cas où les couches sont mal vues, il est alors nécessaire d'ajouter une information sur le profil de turbulence, l'algorithme L&A ayant alors du mal à extraire le profil de turbulence à partir des données (ce n'est pas une surprise). Néanmoins dans le cas où les séparations entre les pupilles en altitude reste raisonnable (ce qui sera le cas sur EAGLE) et couvre la totalité de la turbulence dans tout le volume, cette perte reste faible. On peut d'ailleurs noter qu'il existe seulement 10% de différence sur le rapport de Strehl entre la performance du scénario MOAO avec L&A et le cas SCAO dans l'axe. Cette dernière remarque est très encourageante car ces 2 scénarios sont *fondamentalement différents* (boucle

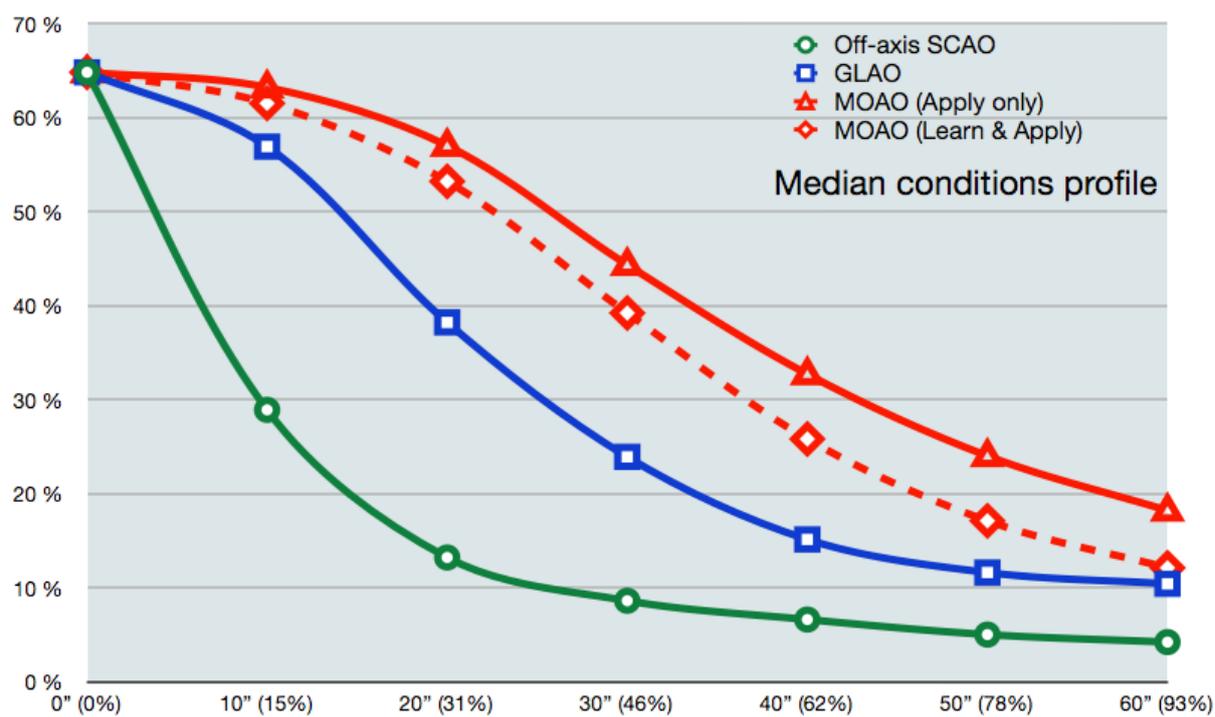


FIG. 8.5 – Rapport de Strehl en fonction de la séparation en rayon des étoiles guides (en secondes d'arc ou décalage équivalent des pupilles à 13500m exprimé en pourcent.)

fermée dans l'axe pour l'un, tomographie sans *a priori* et correction boucle ouverte pour l'autre).

Je tiens également à attirer l'attention sur le fait que le principal avantage de l'algorithme *Learn&Apply* qui est de calibrer l'instrument n'est ici PAS simulé. Ce dernier point sera abordé en dernière partie. Plus généralement, au vu des faibles recouvrements en altitude mis en jeu, faire de la MOAO avec un télescope de 4.2m de diamètre constitue un excellent test dans le but de démontrer la tomographie sur le ciel...

Les simulations présentées dans cette section ont donc permis de valider la méthode *Learn&Apply* dans le cadre de la MOAO et plus généralement l'utilisation des matrices de covariance des pentes des analyseurs permettant d'envisager les scénarii *Apply Only* et *Learn Only*. Il est maintenant nécessaire de reproduire ces simulations dans un cadre expérimental afin de les valider *dans le monde réel*, ce pourquoi l'algorithme L&A a initialement été imaginé.

Cinquième partie

Procédures de calibrations et validations expérimentales

Chapitre 9

Procédures de calibrations et validations expérimentales en MOAO.

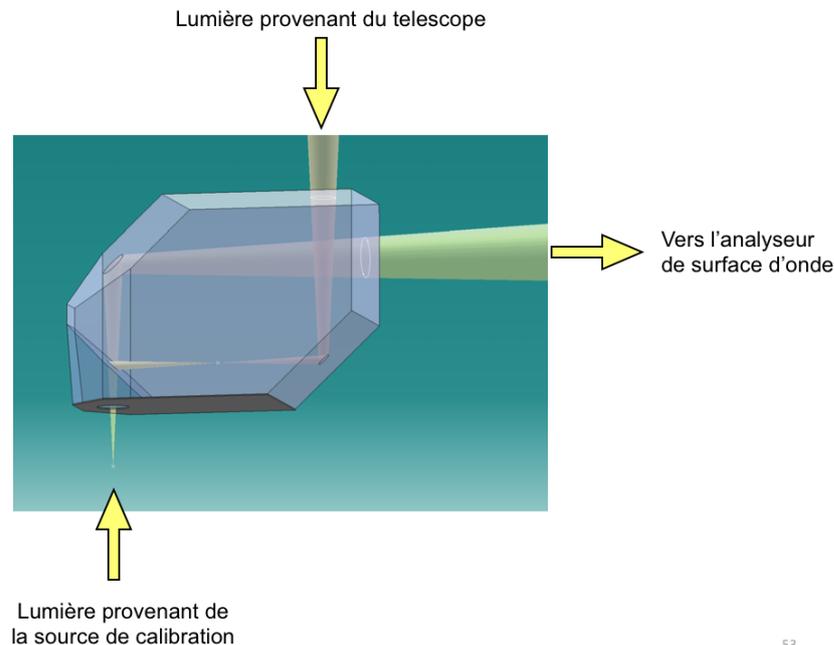
Je propose dans cette dernière partie une procédure de calibration dédiée à la calibration d'un instrument de MOAO. J'expose ensuite les validations expérimentales qui ont servi à démontrer la faisabilité de la MOAO sur le banc SESAME, dernière étape avant la validation sur le ciel par CANARY.

9.1 Calibration d'un système de MOAO : application au démonstrateur CANARY

Dans le but de pallier la spécificité de la boucle ouverte où les analyseurs de surface d'ondes sont placés avant le miroir déformable, il est nécessaire de pouvoir calibrer et mesurer les positions relatives de chacun des analyseurs hors-axes en fonction de celle du miroir déformable. J'ai proposé en section 7.2 une méthode pour mesurer les matrices de calibration permettant de tenir compte de ces positions relatives. Cette méthode utilise une perturbation commune dans le plan pupille et peut par exemple être réalisée à l'aide d'un écran de phase turbulent.

Il existe néanmoins sur CANARY un autre moyen de calibrer l'instrument. Il a été imaginé un système optique permettant de mesurer une matrice d'interaction entre les analyseurs hors-axes et le miroir déformable en utilisant un prisme optique qui permet de renvoyer la lumière provenant d'une source de calibration placée après le miroir déformable. Le principe de ce prisme optique est illustré en figure 9.1. A noter que la solution proposée ici reste spécifique au design de l'instrument CANARY. En effet, sur l'instrument EAGLE, il est possible pour tous les analyseurs d'effectuer une matrice d'interaction sur le miroir M4 de l'E-ELT afin de connaître leurs positions relatives.

Le Truth Sensor est utilisé dans CANARY comme vérificateur de la correction apportée par le miroir déformable. Néanmoins, puisqu'il est placé dans la voie de correction, il est également *essentiel* dans la phase de calibration et *hautement désirable* dans chacune des voies de correction dans EAGLE.



53

FIG. 9.1 – Prisme optique permettant de mesurer la matrice d’interaction sur les analyseurs hors-axe (placés en boucle ouverte).

9.1.1 Pentés de références et matrice d’interaction dans l’axe

La figure 9.2 illustre la première étape de la calibration de l’instrument CANARY.

Une première source de calibration (#1) est placée sur l’axe optique, au niveau du plan focal du télescope. On place ensuite tour à tour les 3 ASO hors-axe en face de la source #1 pour mesurer leurs pentés de références. Une deuxième source de calibration (#2), placée en face du Truth Sensor et permet également de mesurer les pentés de références qui lui sont associées.

Une fois les pentés de référence connues pour chacun des analyseurs de surface d’onde on utilise de nouveau la source #1 afin de mesurer la matrice d’interaction entre le miroir déformable et le Truth sensor. Cette matrice d’interaction pourra servir pour fermer la boucle dans un schéma de boucle fermée classique (de type SCAO) afin de déterminer les performances intrinsèques de CANARY dans ce schéma. Elle sera également utilisée dans l’algorithme de tomographie *Learn & Apply* qui nécessite une matrice d’interaction d’un analyseur dans l’axe afin de calculer les tensions à appliquer au miroir déformable.

9.1.2 Mesures des aberrations non communes

Les aberrations non communes (notées NCPA) sont toujours présentes dans un système d’optique adaptative (cf section 2.7.5). Une procédure de diversité de phase peut être utilisée afin de les déterminer. Dans le cas de CANARY, elles concernent les aberrations

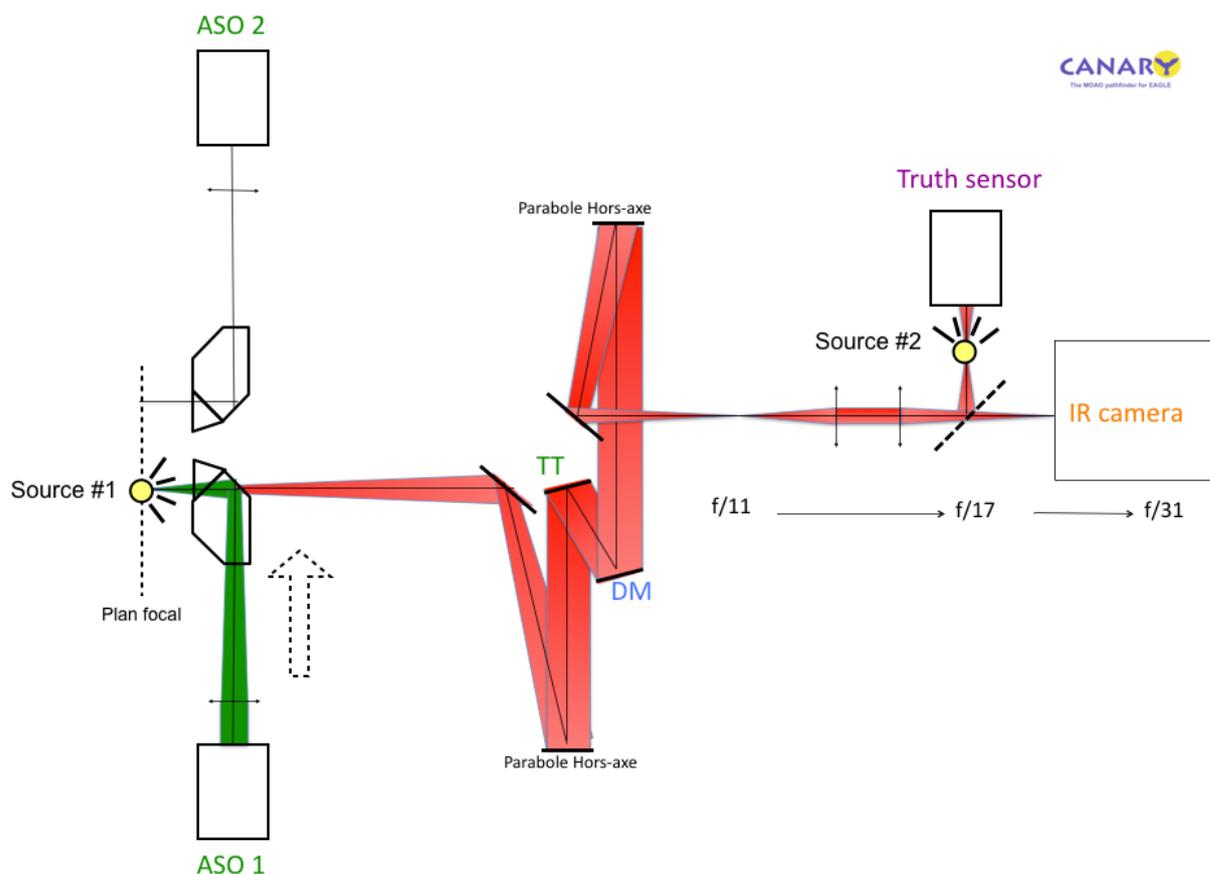


FIG. 9.2 – Calibration de l'instrument CANARY : La source #1 est utilisée pour faire les pentes de références des analyseurs hors-axes (en vert) ainsi que la matrice d'interaction du miroir déformable avec le Truth sensor (rouge). La source #2 est utilisée pour faire les pentes de référence de l'analyseur central (Truth sensor).

non vues entre le Truth Sensor et la caméra d'imagerie IR. Cette étape peut être effectuée dès que la matrice d'interaction entre le Truth Sensor et le miroir déformable est connue en fermant la boucle puis en modifiant les pentes de références du Truth sensor de la quantité correspondante.

9.1.3 Calibration des analyseurs hors-axes avec la voie centrale.

Cette étape de calibration (essentielle) est rendue directement possible grâce aux primes optiques présents dans chaque voie d'analyse. On utilise la source #3 afin d'illuminer chaque analyseur hors-axe et ainsi mesurer les matrices d'interaction entre le miroir déformable et ces ASO. Le principe de cette calibration est illustré en figure 9.3 Ayant effectué une matrice d'interaction entre le miroir déformable et le Truth sensor, on peut remonter à la relation optique qui existe entre les analyseurs hors-axes et le truth sensor.

Il est également possible de mesurer ces relations optiques en suivant la procédure de calibration proposée en section 7.2 en utilisant par le simulateur de télescope de CANARY et une couche turbulente placée dans le plan pupille (conjuguée à 0m d'altitude).

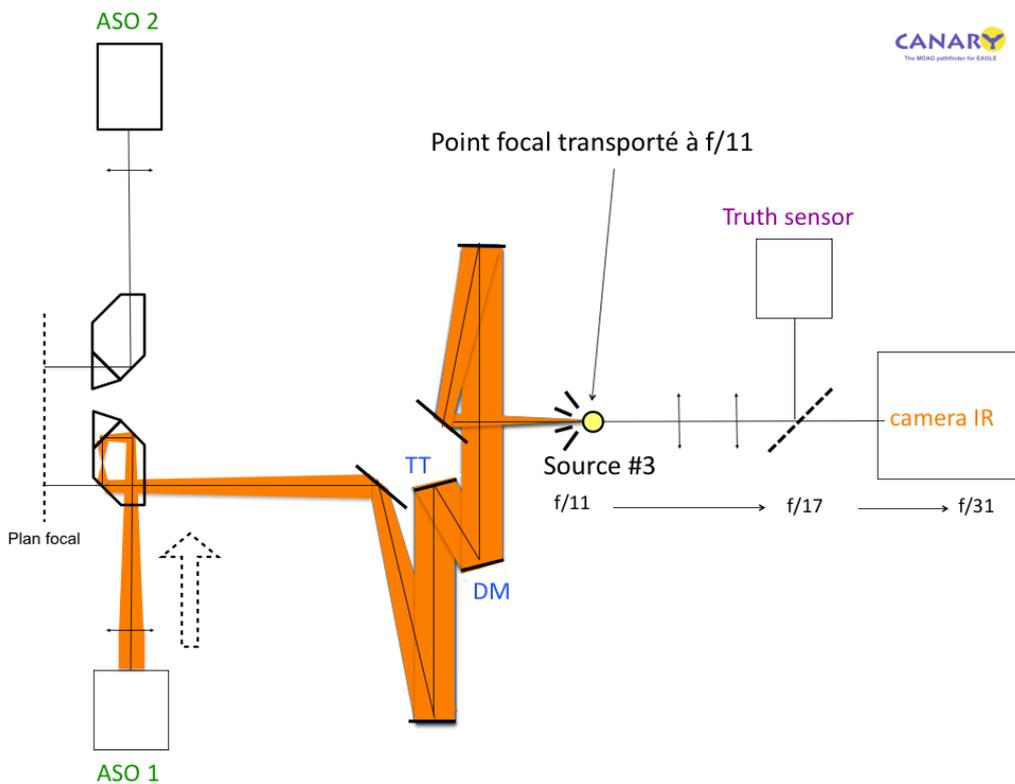


FIG. 9.3 – Mesure des matrices d'interaction des analyseurs hors-axes en utilisant la source #3 (chemin de calibration inverse)

9.1.4 Aberrations du télescope dans le champ

En boucle ouverte la mesure effectuée par chaque analyseur provient essentiellement de la perturbation atmosphérique. Il faut néanmoins garder une attention particulière sur la contribution des aberrations statiques (ou quasi-statiques) du télescope. Celles-ci s'ajoutent à la contribution de la turbulence et perturbent la mesure, en particulier pour le processus tomographique. Ces aberrations risquent en effet d'être interprétées par le processus tomographique comme une couche d'atmosphère conjuguée à une altitude inexistante voir irréaliste (altitude négative par exemple). Il devient alors absolument nécessaire de les calibrer et de les soustraire aux pentes de référence des analyseurs hors-axe. De plus, cette opération de calibration des aberrations statiques du télescope est à refaire à *chaque fois* que la position des étoiles guides varie dans le champ (en changeant d'astérisme de test par exemple) car ces aberrations pourraient varier dans le champ.

En MOAO il est fondamental de conserver la relation qui lorsque les analyseurs hors-axe mesurent une contribution nulle (i.e turbulence nulle dans les directions de visées), alors la prédiction tomographique doit elle aussi donner le vecteur nul dans la direction de l'axe d'intérêt :

$$\vec{0}_{onaxis}(t) = W \begin{pmatrix} \vec{0}_1(t) \\ \vec{0}_2(t) \\ \vec{0}_3(t) \end{pmatrix} \quad (9.1)$$

Afin de comprendre le problème, écrivons le reconstruteur tomographique W qui permet de calculer à un instant donné t le vecteur de pentes de l'analyseur dans l'axe noté \vec{m}_{onaxis} à partir des données provenant des vecteurs de mesures des 3 analyseurs hors-axe de CANARY : \vec{m}_1 , \vec{m}_2 et \vec{m}_3 (cf section 7.3). On a alors la relation :

$$\vec{m}_{onaxis}(t) = W \begin{pmatrix} \vec{m}_1(t) \\ \vec{m}_2(t) \\ \vec{m}_3(t) \end{pmatrix} \quad (9.2)$$

En notant $\vec{m}_{offaxis}(t)$ comme la concaténation des vecteurs de mesures des 3 analyseurs hors-axe on peut écrire :

$$\vec{m}_{onaxis}(t) = W \vec{m}_{offaxis}(t) \quad (9.3)$$

On note $T_{offaxis}$ la concaténation des aberrations du télescope vues, à une position donnée, par les 3 analyseurs hors-axe et T_{onaxis} les aberrations du télescope vues par l'analyseur dans l'axe, i.e le *Truth sensor*. Dans le cas où les mesures effectuées par un analyseur hors-axe sont affectées par une aberration statique provenant du télescope on a :

$$\vec{m}_{offaxis}(t) = \vec{m}_{turbu}(t) + T_{offaxis} \quad (9.4)$$

et pour l'analyseur dans l'axe :

$$\vec{m}_{onaxis}(t) = \vec{m}'_{turbu}(t) + T_{onaxis} \quad (9.5)$$

Prenons le cas où on ne corrige pas ces aberrations. La tomographie va appliquer la relation :

$$W(\vec{m}_{turbu}(t) + T_{offaxis}) = \vec{m}'_{turbu}(t) + WT_{offaxis} \quad (9.6)$$

La prédiction tomographique mène bien à la turbulence à corriger dans l'axe auquel vient s'ajouter un terme supplémentaire résultant de l'interprétation des aberrations du télescope comme de la turbulence (en altitude conjuguée à une altitude erronée) ensuite projetée dans l'axe de correction. Ce dernier terme ne correspond PAS aux aberrations du télescope dans l'axe ($WT_{offaxis} \neq T_{onaxis}$).

Dans le but de les supprimer, la procédure proposée est de les mesurer sur le ciel durant l'observation. En effet puisqu'elles sont statiques, il suffit de moyenniser une série de mesures pour chacun des analyseurs de surface d'onde. La turbulence étant à moyenne nulle, il reste seulement la contribution statique dans le temps correspondant aux aberrations du télescope dans chaque direction de visée. On a ainsi :

$$\langle m_{offaxis} \rangle = \langle m_{turbu} \rangle + \langle T_{offaxis} \rangle \quad (9.7)$$

Menant à la mesure des aberrations du télescope dans chacune des directions :

$$\langle m_{offaxis} \rangle = 0 + T_{offaxis} \quad (9.8)$$

On peut maintenant envoyer au reconstituteur tomographique les données hors-axe soustraites de la valeur moyenne $\langle m_{offaxis} \rangle$:

$$W(\vec{m}_{turbu}(t) + T_{offaxis} - \langle m_{offaxis} \rangle) = \vec{m}'_{turbu}(t) \quad (9.9)$$

Le processus tomographique n'interprète alors que des données provenant de la turbulence et prédit uniquement la turbulence à corriger dans l'axe.

Notons que cette étape ne permet pas de compenser les aberrations du télescope dans l'axe. Si nécessaire, il faut alors les rajouter après l'opération tomographique comme aberrations statiques (mesurées de la même manière que les aberrations hors-axe). On a alors :

$$W(\vec{m}_{turbu}(t) + T_{offaxis} - \langle m_{offaxis} \rangle) + T_{onaxis} = \vec{m}'_{turbu}(t) + T_{onaxis} \quad (9.10)$$

La figure 9.4 rappelle le principe de fonctionnement de l'instrument CANARY en phase A et l'effet des aberrations statiques du télescope sur la mesure finale.

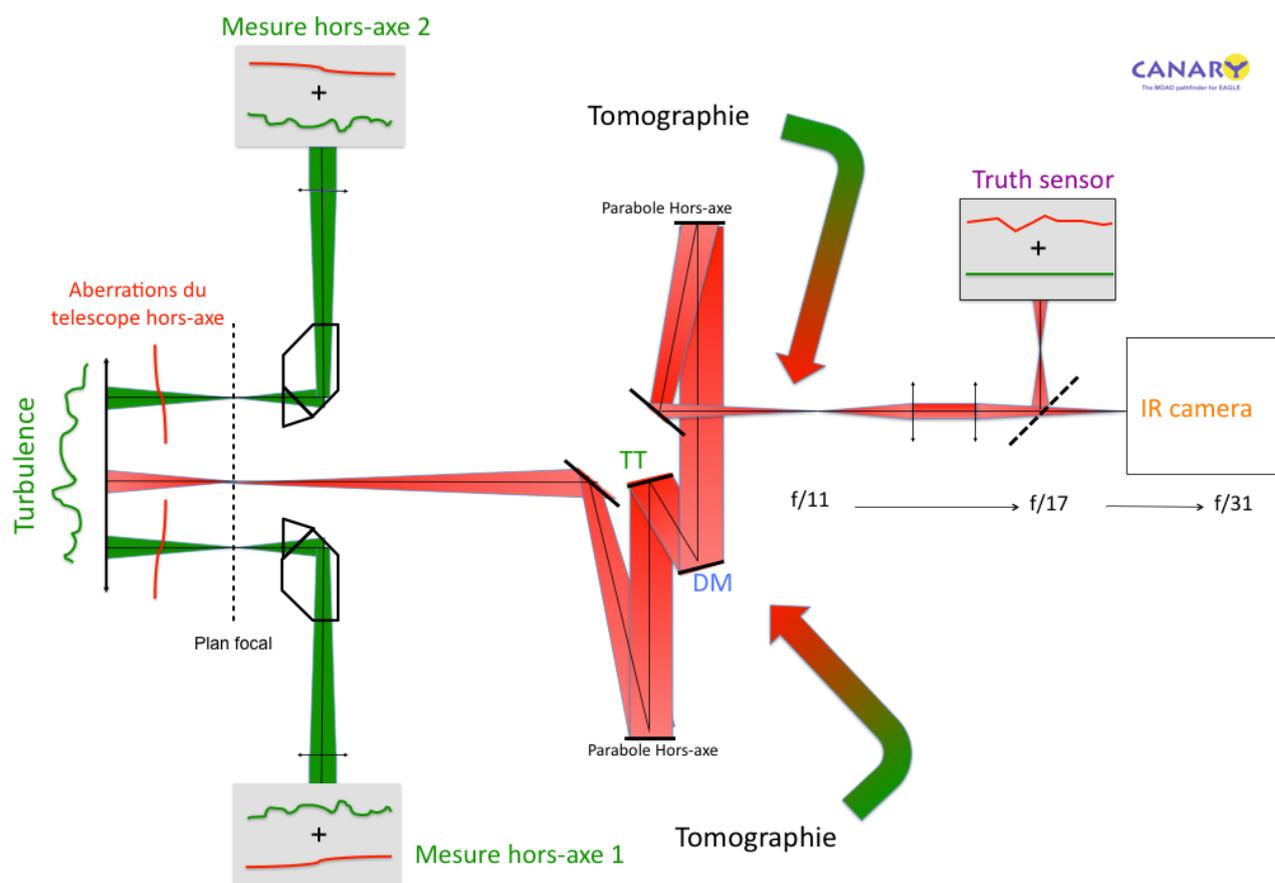


FIG. 9.4 – Principe de l'effet des aberrations du télescope sur l'instrument CANARY. Les aberrations dans l'axe ne sont pas représentées.

9.2 Convergence des matrices de covariance

J'expose dans cette section un test expérimental qui permet de mettre en évidence la nécessité d'*a priori* dans l'utilisation des matrices de covariance calculées avec un nombre fini de données disponibles. Je compare la performance de reconSTRUCTEURS tomographiques calculés de 3 manières différentes.

9.2.1 Procédure

Ce test se déroule en deux étapes. On utilise 3 analyseurs de type Shack-Hartmann placés hors-axe et mesurant la turbulence en boucle ouverte. Un quatrième Shack-Hartmann est placé dans l'axe de correction. La configuration est de type MOAO sans effectuer de correction par un miroir déformable. Une couche turbulente avec un $D/r_0 = 12$ est placée à une altitude de 5000m. On simule ici un télescope de diamètre $D=4.2\text{m}$ dont les ASO hors-axe sont placés à $30''$ de la direction de correction. On veut comparer la qualité de correction fournie par 3 reconSTRUCTEURS tomographiques calculés de manières différentes à partir des données provenant des analyseurs hors-axe et dans l'axe. La figure 9.5 résume le principe de l'expérience. La procédure consiste à enregistrer 2 jeux de données distincts.

Le premier jeu contient 900 vecteurs de pentes enregistrés en boucle ouverte par les 4 analyseurs de surface d'onde (3 hors-axe + 1 dans l'axe). Ce jeu de données, noté #1, permet de calculer 3 reconSTRUCTEURS tomographiques différents à partir des matrices de covariance. Le premier reconSTRUCTEUR tomographique appelé « brut », noté W_{Raw} , est directement calculé à partir de l'équation 7.10 et des 900 pentes du jeu #1. Le deuxième reconSTRUCTEUR, noté $W_{Cleaned}$, utilise ce jeu de données en appliquant la procédure d'accélération de la convergence décrite en section 7.5.1 qui utilise les cartes de corrélations. Le dernier reconSTRUCTEUR utilise la procédure *Learn & Apply* décrite en section 7.4.1 et noté W_{Fitted} .

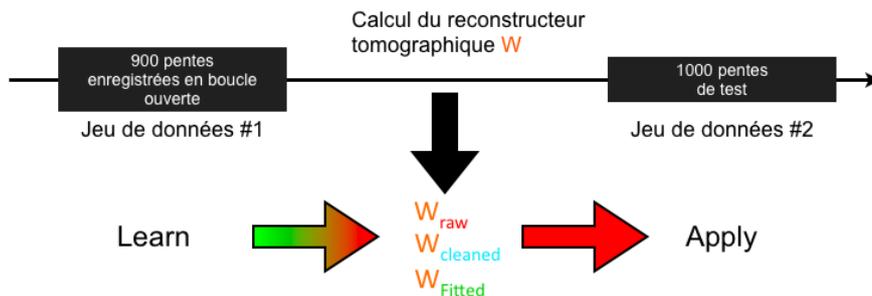


FIG. 9.5 – Principe de la procédure de test des reconSTRUCTEURS tomographiques.

La procédure consiste ensuite à tester ces 3 reconSTRUCTEURS tomographiques sur un deuxième jeu de données, noté #2, différent du jeu de données #1 auprès duquel on été

« apprises » les matrices. Les données provenant des analyseurs hors-axe sont appliquées aux 3 reconstitueurs et une comparaison de la prédiction tomographique est effectuée avec la vraie mesure effectuée dans l'axe par l'analyseur central constituant ainsi l'erreur tomographique. On vérifie ainsi sur 1000 fronts d'ondes différents la qualité de la prédiction tomographique pour chacun des 3 reconstitueurs calculés, W_{Raw} , $W_{Cleaned}$ et W_{Fitted} .

9.2.2 Résultats sur le jeu de données d'apprentissage #1.

L'erreur de front d'onde sur la totalité des 900 fronts d'onde de test est de 800nm rms. La figure 9.6 illustre l'erreur de tomographie commise par rapport au front d'onde réellement mesuré dans l'axe en fonction du numéro de front d'onde. L'application des reconstitueurs sur ce jeu de données revient à montrer des fronts d'ondes qui ont déjà été « vus » puisqu'ils ont été déduits de ce même jeu de données. Sans surprise le reconstituteur tomographique W_{Raw} (en rouge sur la figure 9.6) est celui qui donne la meilleure performance (7nm rms) soit moins de 1% d'erreur (!). Il représente en réalité le meilleur reconstituteur minimisant la totalité du jeu de données au sens des moindres carrés. Il est donc extrêmement performant MAIS uniquement sur ce même jeu de données. En pratique, ce reconstituteur est même capable de reconstruire le bruit de mesure !

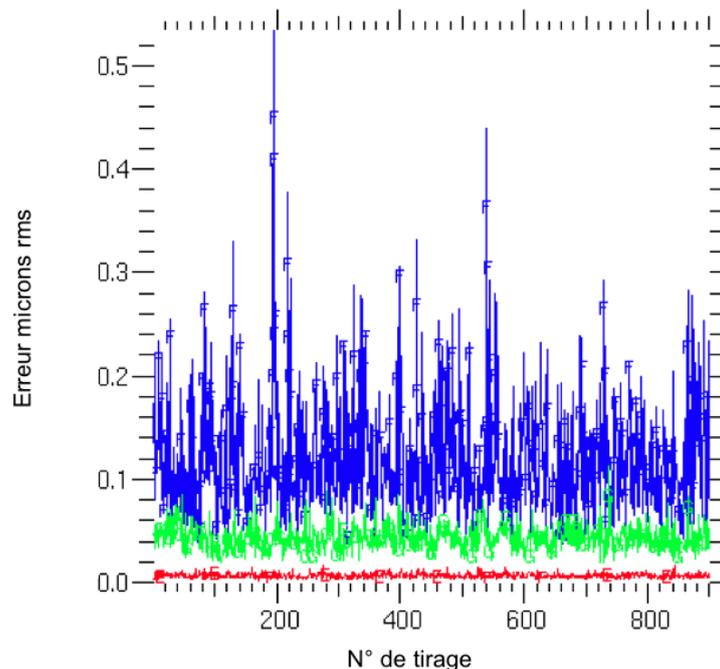


FIG. 9.6 – Application des 3 reconstitueurs tomographiques testés sur le jeu de données #1. Erreur rms (en microns rms) en fonction du numéro de front d'onde testé. Sont respectivement représentés en rouge bleu et vert, la performance des reconstitueurs « Raw », « Cleaned » et « Fitted ».

Le reconstruteur $W_{Cleaned}$ (en bleu) , présente une erreur de 116nm rms (14.5% d'erreur) sur les 900 fronts d'onde de test. On peut remarquer que la dispersion des valeurs est relativement importante et atteint très régulièrement les 200nm rms d'erreur. On peut expliquer cette variation de performance par le fait que les matrices de covariance, n'ont pas suffisamment convergées malgré l'accélération de la convergence avec les cartes de corrélations (cf principe section 7.5.1). Il faudrait apprendre sur une série de données encore plus importante.

Enfin, le reconstruteur W_{Fitted} dont on a contraint les propriétés grâce à des *a priori* sur la statistique de la turbulence (procédure *Learn&Apply*) donne une performance intermédiaire de 43nm rms. La dispersion est de l'ordre de 15nm rms autour de cette valeur.

9.2.3 Résultats sur le jeu de données test #2.

La figure 9.8 illustre l'erreur tomographique commise par chacun des 3 reconstruteurs sur le jeu de données numéro #2. Cette fois-ci les données n'ont jamais été vues et sont donc totalement « nouvelles » pour les reconstruteurs.

La performance du reconstruteur tomographique W_{Raw} est maintenant fortement dégradée et aléatoire. L'erreur sur les 1000 fronts d'ondes est de 157nm rms. Ceci montre qu'un reconstruteur directement calculé à partir d'un nombre fini de données n'est pas ou peu robuste dans le temps. Le nombre de données d'apprentissage est ici trop faible.

La performance du reconstruteur $W_{Cleaned}$ est de 137nm rms, légèrement inférieure par rapport au jeu de données #1 (116 rms). Tout comme le reconstruteur « brut », la performance de ce reconstruteur ne semble pas robuste. L'accélération de la convergence utilisant les cartes de covariance n'est malheureusement pas encore suffisante.

Le reconstruteur tomographique W_{Fitted} possède lui une performance stable, de 46nm rms quel que soit le front d'onde testé dans la même configuration géométrique. Ce reconstruteur possède un *a priori* sur la statistique de la turbulence (modèle Kolmogorov). En revanche il ne possède pas d'*a priori* sur le profil de turbulence utilisé (force et position de la couche en altitude) et sur la géométrie du problème tomographique, ces derniers paramètres étant déduits par la méthode (cf section 7.4.1). Ce test valide expérimentalement l'approche *Learn & Apply* malgré un nombre de réalisations de turbulence limité (1000 mesures pour apprendre la turbulence). La table 9.7 résume les performances des 3 reconstruteurs pour les 2 jeux de données.

Erreur de front d'onde (rms)	Jeu #1 (jeu d'apprentissage)	Jeu #2 (jeu de test)
Front d'onde initial	800nm	800nm
W_{Raw}	7nm	157nm
W_{clean}	116nm	137nm
W_{fit}	43nm	46nm

FIG. 9.7 – Résumé des performances des 3 reconstruteurs tomographiques pour chaque jeu de données

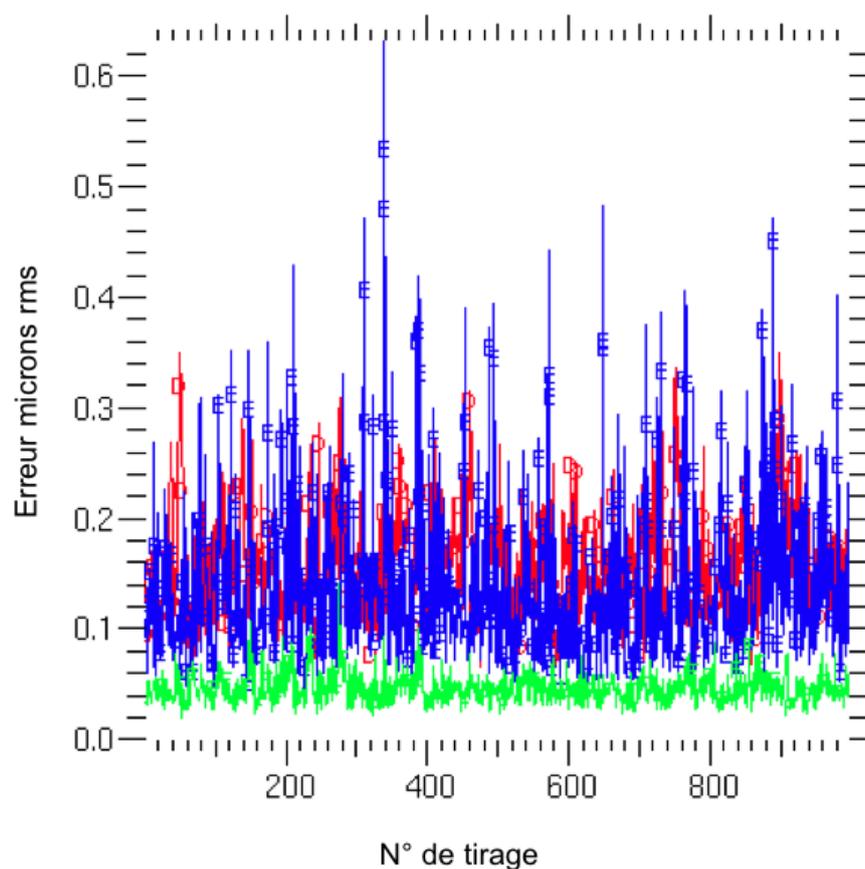


FIG. 9.8 – Application des 3 reconstructeurs tomographiques testés sur le jeu de données #2. Erreur rms (en microns rms) en fonction du numéro de front d'onde testé. Sont respectivement représentés en rouge bleu et vert, la performance des reconstructeurs « Raw », « Cleaned » et « Fitted ».

9.3 MOAO sur SESAME : Calibration et tomographie

Je présente dans cette section les résultats expérimentaux ayant pour but de valider le schéma de type MOAO sur le banc SESAME.

L'expérience consiste à utiliser 3 analyseurs de surface d'onde (14×14 sous pupilles) hors-axe placés à une distance angulaire de 30 secondes d'arc par rapport à la direction centrale de correction. Les analyseurs de surface d'onde sont placés en boucle ouverte et la correction est effectuée en boucle ouverte par le miroir déformable de CANARY (8×8 actionneurs). Un quatrième analyseur de surface d'onde est placé en boucle fermée, après le miroir déformable. Il sert à vérifier la qualité du front d'onde et peut être utilisé dans l'algorithme de tomographie L&A. Enfin, une caméra d'imagerie permet de visualiser la PSF fournie par le système. Cette configuration de test correspond exactement à celle qui sera utilisée pour la phase A de CANARY. L'expérience menée consiste à effectuer une reconstruction tomographique du front d'onde dans l'axe d'intérêt en utilisant l'algorithme *Learn & Apply*.

Le schéma de calibration du miroir déformable utilisé ici est celui de la *calibration par rampes* (cf section 5.3.2). Cette calibration du miroir permet un contrôle en boucle ouverte de l'ordre de 5% du front d'onde total à corriger. On mesure donc la matrice d'interaction entre le miroir déformable et l'analyseur central. La matrice de commande est calculée par inversion généralisée. Cette matrice d'interaction permettra de calculer les tensions que doit appliquer le miroir déformable lors de la reconstruction tomographique.

Nous voulons simuler un télescope de diamètre $D=4.2m$. Nous utilisons un écran de phase permettant de reproduire une turbulence de type Kolmogorov. Nous travaillons à la longueur d'onde visible de $\lambda = 630nm$. A cette longueur d'onde nous avons $D/r_0 = 12.8$. La PSF résultante est équivalente à une correction effectuée en bande J avec un seeing de 1" en bande V. La couche turbulente est placée à 9000m d'altitude. Avec un astérisme d'étoiles guides placées à 30" par rapport au centre, le décalage des pupilles en altitude est alors de 31%. L'erreur de fitting du miroir déformable avec la turbulence simulée est alors de 89nm rms.

Nous voulons simuler une vitesse de vent de la couche turbulente de $10m.s^{-1}$ à une fréquence d'acquisition de 300Hz. Il faut alors déplacer l'écran de phase entre chaque itération d'une fraction de pupille de 0.008 en diamètre ($10m.s^{-1}/(4.2m * 300Hz)$). Nous enregistrons 1 première série de mesures de 1000 pentes enregistrées en boucle ouverte afin de calculer le reconstituteur tomographique. Une fois le reconstituteur calculé, nous testons la performance de la reconstruction tomographique sur une nouvelle série de données, indépendante de la première, sur laquelle nous effectuons la correction en boucle ouverte.

9.3.1 Calcul du reconstituteur

La figure 9.9 montre les données brutes (1000 mesures) utilisées pour apprendre le reconstituteur tomographique dans le cadre de l'algorithme *Learn & Apply*. Les aberrations statiques présentes dans ce jeu de données doivent être supprimées avant de les utiliser pour le calcul du reconstituteur.

La figure 9.10 illustre les aberrations statiques mesurées en calculant la moyenne statique pour chaque analyseur. On constate que les aberrations statiques sont principalement composées de tip-tilt. Une fois ces aberrations connues on les soustrait au jeu de données de chaque analyseur afin de ne garder que la contribution de la turbulence. Les données traitées des aberrations statiques sont illustrées en figure 9.11. Ce jeu de données permet de calculer les matrices de covariances des pentes C_{MM} et C_{SM} brutes et sont présentées en figure 9.12 (en haut).

On applique ensuite la procédure *Learn&Apply* qui permet de retrouver les paramètres de la turbulence à partir des matrices brutes puis de calculer les 2 matrices de covariances synthétiques présentées en figure 9.12 (en bas). Ces matrices synthétiques permettent enfin de calculer le reconstructeur tomographique. La figure 9.13 illustre les matrices et les cartes de corrélations correspondantes sur une zone particulière de la matrice C_{MM} (corrélation des pentes en y entre les ASO hors-axe 1 et 3). On représente la matrice brute ainsi que la différence entre la matrice brute et la matrice calculée par L&A représentant le défaut de convergence des données. On distingue clairement le gain apporté par la méthode L&A.

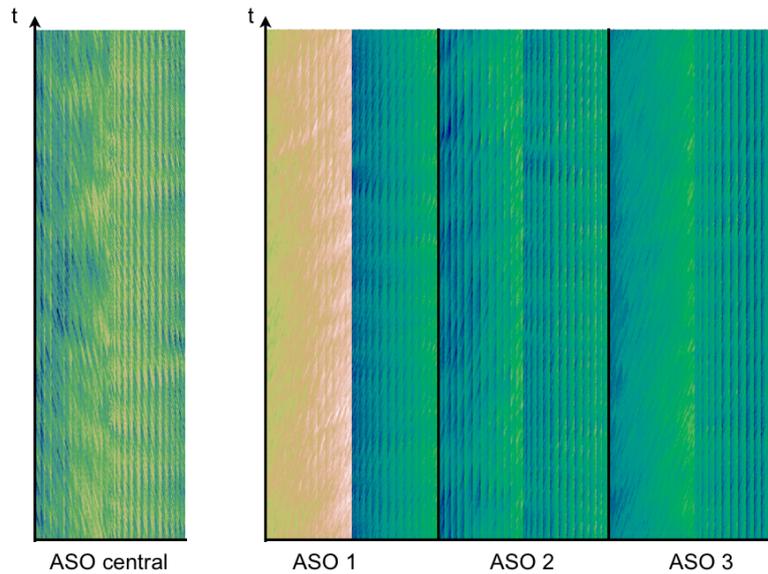


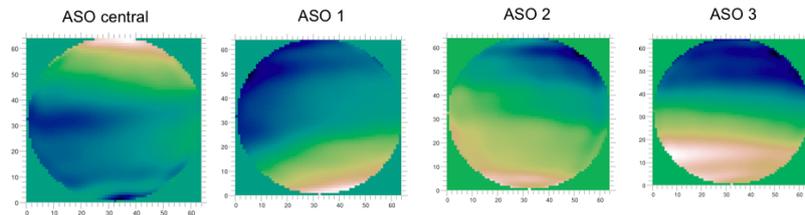
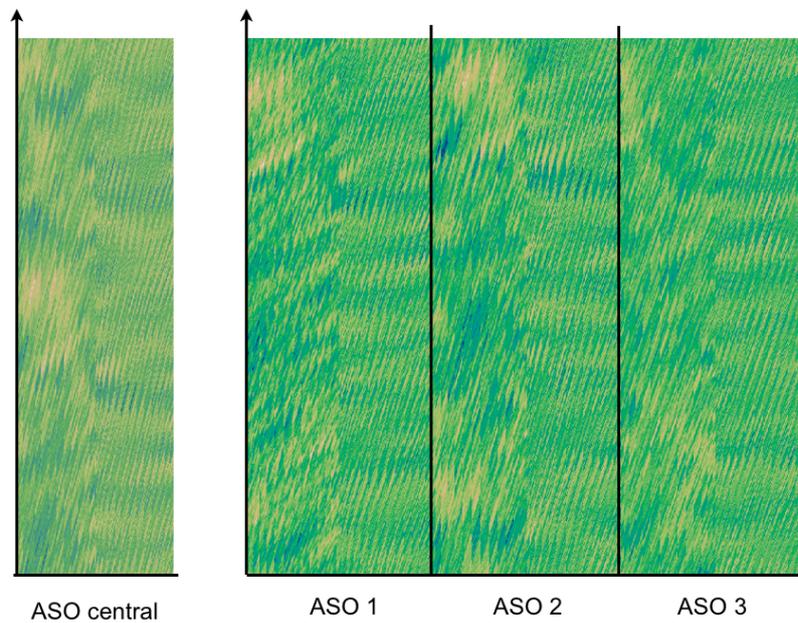
FIG. 9.9 – Données brutes servant à apprendre la turbulence. À Gauche données de l'analyseur central en fonction du temps. À Droite : Données brutes des 3 analyseurs hors-axes.

9.3.2 Loi de commande utilisée

La loi de commande utilisée pendant l'expérience prend la forme :

$$\vec{V}(t) = M_C (W(\vec{m}_{\text{és}}(t) - \text{stat}_{\text{offaxis}}) + \text{stat}_{\text{centre}} + NCPA) \quad (9.11)$$

avec M_C la matrice de commande calculée à partir de l'inverse généralisée de la matrice d'interaction mesurée sur l'analyseur central, W le reconstructeur tomographique mesuré

FIG. 9.10 – *Aberrations statiques mesurées pour chacun des ASO.*FIG. 9.11 – *Données traitées servant à apprendre la turbulence. A Gauche données de l'analyseur central en fonction du temps. A Droite : Données brutes des 3 analyseurs hors-axes.*

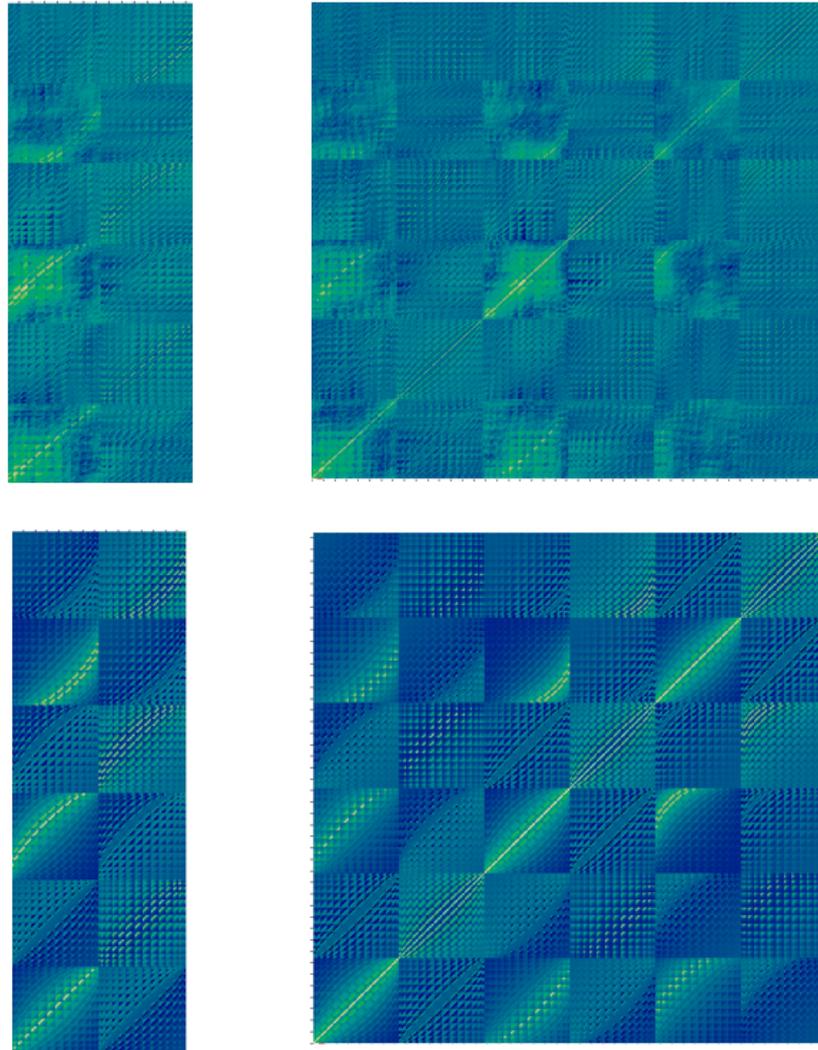


FIG. 9.12 – Matrices de covariances C_{SM} (à gauche) et C_{MM} (à droite). En haut les 2 matrices sont calculées à partir des données de la turbulence. En bas les 2 matrices sont calculées à partir de l'ajustement des paramètres des 2 matrices brutes (méthode L&A).

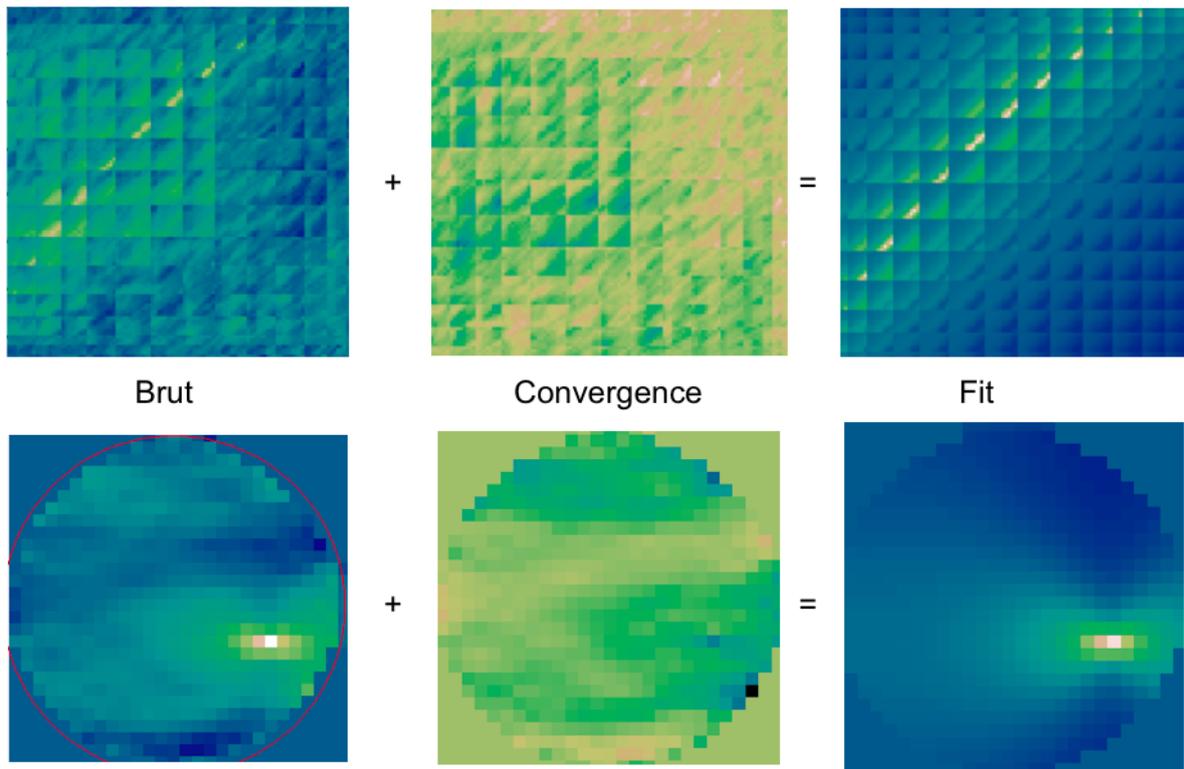


FIG. 9.13 – Les trois figures du haut représentent une vue rapprochée sur une partie de la matrice C_{MM} . A gauche : matrice brute, A droite la matrice ajustée à partir des paramètres récupérés de la matrice brute. Au centre : la différence entre les 2 constituant le manque de convergence statistique rajouté par le fit. En bas sont illustrés les cartes de corrélation correspondantes.

par la méthode *Learn & Apply*, $stat_{offaxis}$ la concaténation des aberrations statiques des analyseurs hors-axe, NCPA les aberrations statiques non vues entre l'analyseur central et la caméra d'imagerie et enfin, $m\vec{e}s(t)$ le vecteur de mesures comprenant la concaténation des mesures des analyseurs hors-axes 1,2 et 3 ($\vec{m}_1(t)$, $\vec{m}_2(t)$ et $\vec{m}_3(t)$) tel que :

$$m\vec{e}s(t) = \begin{pmatrix} \vec{m}_1(t) \\ \vec{m}_2(t) \\ \vec{m}_3(t) \end{pmatrix} \quad (9.12)$$

On peut commenter la loi de commande proposée et testée lors de cette expérience. On enlève aux mesures des analyseurs hors-axe ($m\vec{e}s(t)$) la contribution des aberrations statiques introduites par le système dans les directions hors-axes ($stat_{offaxis}$). A noter qu'il est très important que les aberrations statiques retranchées ici soient *les mêmes* que celles utilisées pour calculer le reconstituteur tomographique W par la méthode *Learn & Apply*. Cette étape permet de n'envoyer que la contribution de l'atmosphère au reconstituteur tomographique (lui-même calculée de la même façon). La prédiction tomographique fournie donne les mesures que l'analyseur central devrait mesurer si ce dernier était placé en boucle ouverte. On ajoute ensuite les contributions préalablement mesurées des aberrations statiques dans l'axe ($stat_{centre}$) ainsi que les éventuelles NCPA (aberrations statiques non vues) entre la voie de correction et d'imagerie. A noter que cette loi de commande suppose un gain de boucle unitaire.

9.3.3 Résultats expérimentaux

Ce test ne comporte pas de bruit de mesure sur l'analyse de front d'onde autre que celui intrinsèque au banc SESAME (6-7nm rms). Afin de comparer les résultats de la correction en MOAO, nous effectuons également pour chaque itération de la turbulence une correction en boucle fermée (de type SCAO). Ainsi pour chaque itération de la turbulence nous avons :

- 10 itérations de correction en boucle fermée donc les 7 premières avec un gain de 0.5 puis les 3 dernières avec 1 gain de 0.1. Ceci permet de s'approcher de la meilleure performance en SCAO pour un front d'onde donné.
- 1 itération de correction en boucle ouverte (de type MOAO) avec un gain unitaire.

Une attention particulière a été menée à propos du calcul du rapport de Strehl sur les images. Il existe de nombreuses procédures pour calculer le rapport de Strehl expérimental. La procédure que nous avons utilisée consiste à mesurer le fond moyen de l'image obtenue pour ensuite la soustraire à l'image originale. Nous calculons ensuite la FTO de l'image afin de déterminer expérimentalement la fréquence de coupure spatiale mesurée par le système ($\frac{D}{\lambda f}$). Nous calculons ensuite la pupille correspondante en sachant que l'auto-corrélation de la pupille donne la FTO du système (cf section 1.2.2). On calcule ensuite le module carré de la FFT de la pupille afin de déterminer la PSF correspondante à une tache d'Airy (servant de maximum pour nos mesures). On compare ensuite le maximum normalisé de la tache d'Airy et de l'image fournie par la correction en MOAO ou SCAO pour calculer le rapport de Strehl.

Nous effectuons la somme des images enregistrées pour chaque itération afin de calculer la PSF longue pose du système, équivalente à 3.33 secondes de pose (1000 mesures à 300Hz). La figure 9.14 illustre respectivement les PSF longues poses des images non-corrigées, corrigées en schéma SCAO dans l'axe et en schéma MOAO (tomographie hors-axe + correction en boucle ouverte). La longue pose non corrigée illustre en réalité la tache de seeing et le rapport de Strehl mesuré est alors de 1% environ. Le cas de la SCAO dans l'axe donne un rapport de Strehl de 39%. Pour rappel, le rapport de Strehl uniquement limité par l'erreur de fitting devrait donner $SR_{SCAO} = 44\%$ (89nm rms de fitting). Enfin, le rapport de Strehl mesuré avec un schéma MOAO (tomographie avec L&A + correction en boucle ouverte) donne $SR_{MOAO} = 35\%$. La perte de seulement 4% de rapport de Strehl entre le schéma MOAO et SCAO valide expérimentalement la calibration et le processus tomographique de l'algorithme *Learn&Apply*.

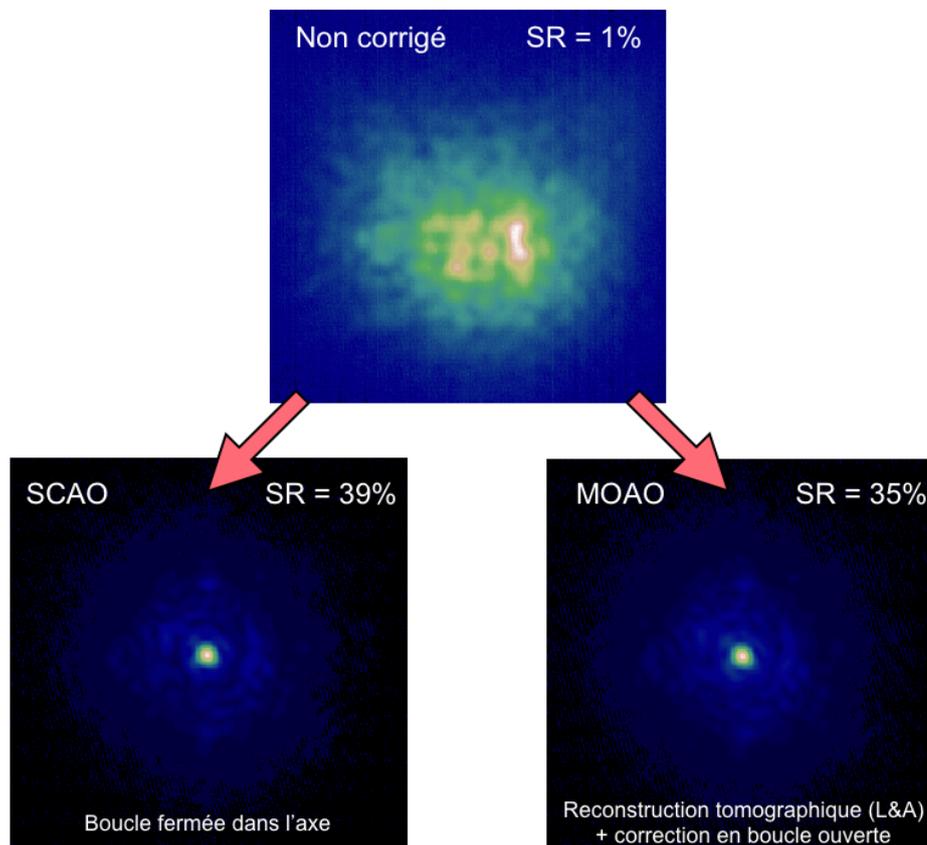


FIG. 9.14 – PSF longue pose non corrigée (en haut), après correction de type SCAO (en bas à droite) et de type MOAO (en bas à gauche). Les rapports de Strehl mesurés sont respectivement de 1%, 39% et 35%. La PSF est équivalente à 3.33 secondes de pose à une fréquence d'échantillonnage de 300Hz.

Nous avons également mesuré les erreurs de front d'onde résultantes grâce à l'ASO central. La figure 9.3.3 illustre les erreurs de front d'ondes (en microns rms) mesurées par l'analyseur central pour chacune des 1000 itérations, (seules les 200 premières sont illustrées sur la figure 9.3.3). La courbe noire représente l'erreur de front d'onde non corrigée. Sur les 1000 itérations l'erreur est de 650nm rms soit un peu basse par rapport à la valeur attendue (800nm rms), peut être à cause du nombre restreint de réalisations (3 pupilles différentes avec un vent de $10\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) ou d'une mauvaise estimation du D/r_0 de l'écran turbulent. La courbe rouge représente l'erreur de front d'onde entre le front d'onde prédit par la tomographie et le front d'onde réel mesuré dans l'axe (en boucle ouverte). La courbe bleue représente l'erreur de front d'onde de l'analyseur en boucle fermée (SCAO). En vert est représentée l'erreur de front d'onde du schéma MOAO (après correction du front d'onde en boucle ouverte). L'erreur en schéma SCAO sur les 1000 mesures est de 95nm rms. Enfin, l'erreur mesurée en schéma MOAO (en vert) sur les 1000 itérations de 105nm rms. On constate que l'erreur de front d'onde avec une correction de type MOAO (en vert) reste proche et légèrement supérieure à l'erreur mesurée en SCAO (en bleu) ce qui reste cohérent avec les rapports de Strehl mesurés (4% de différence).

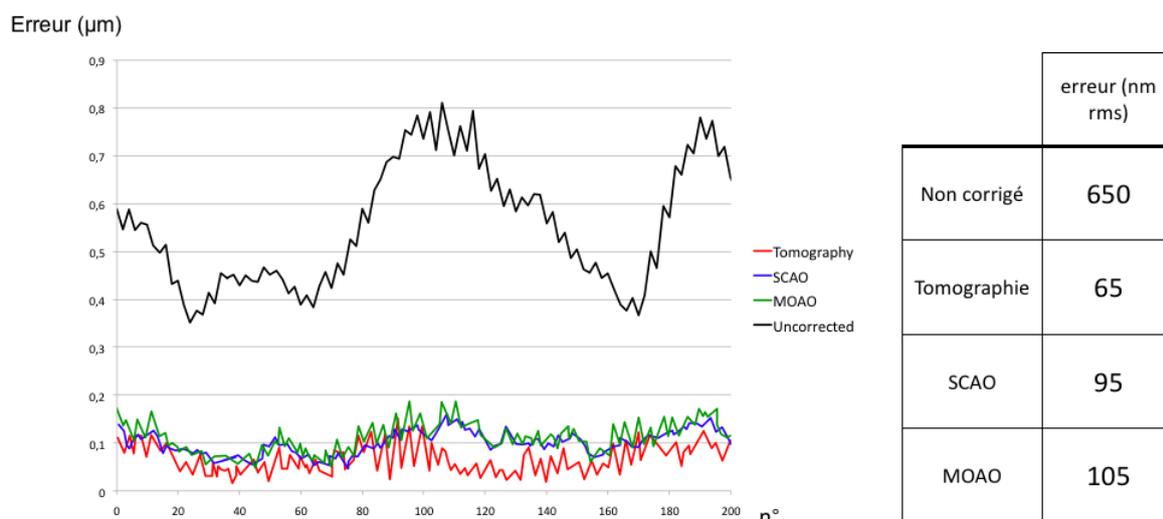


FIG. 9.15 – Erreurs de front d'ondes (microns rms) mesurées pour chacune des 1000 itérations, seules les 200 premières sont illustrée ici).

La MOAO est très exposée aux dérives temporelles qui peuvent apparaître durant l'expérience comme par exemple la dérive de la mesure effectuée par un ASO. Ces dérives restent la plupart du temps d'origines encore indéterminées mais sont malheureusement inévitablement mesurées par la tomographie et retranscrites après la correction en boucle ouverte. Ainsi la figure 9.16 illustre un cas de dérive temporelle que nous avons rencontré lors de nos expériences. Précisons que, contrairement au cas présenté en figure , cette expérience à été effectuée le soir au moment où la température du laboratoire était en train

de chuter. Cette dérive apparaît clairement sur la prédiction tomographique (en rouge) qui augmente inexorablement en fonction du temps ainsi que la répercussion sur la correction en boucle ouverte (vert) alors que la correction en boucle fermée (bleu) reste parfaitement stable. Précisons que la durée de la totalité de l'expérience est d'environ 3 heures. Cet exemple illustre tout le tout le danger de la boucle ouverte.

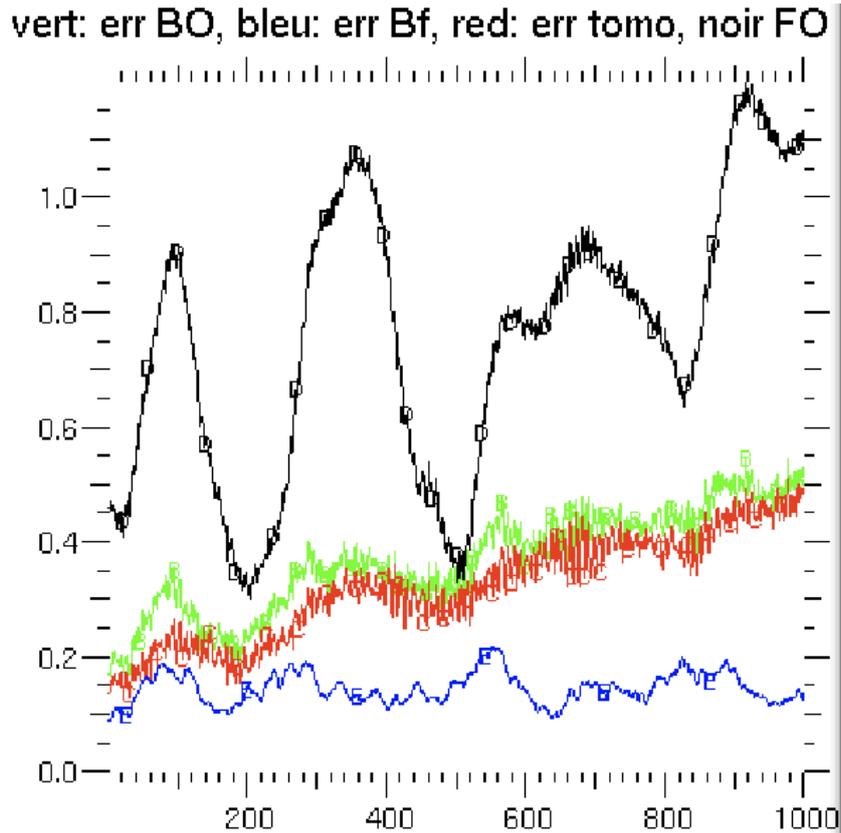


FIG. 9.16 – Erreurs de front d'ondes (microns rms) mesurées pour chacune des 1000 itérations. On aperçoit une dérive de la performance qui apparaît uniquement sur la prédiction tomographique (rouge) et donc la correction en boucle ouverte (en vert), la correction par la SCAO n'étant pas affectée car restant stable (courbe bleue).

Conclusion et perspectives

J'ai introduit en première partie les principes généraux de l'optique adaptative. Le but était de comprendre les phénomènes liés à la turbulence atmosphérique et leur l'impact sur la formation des images. Nous avons ensuite parcouru le principe de fonctionnement d'une optique adaptative « classique » en étudiant ses principaux sous-systèmes et caractéristiques. Nous nous sommes penchés sur les limitations de l'optique adaptative, en particulier la taille du champ de correction et avons donc étudié les nouveaux systèmes d'OA mis au point afin de dépasser cette limitation. Nous avons enfin tenté de mettre en évidence pourquoi il est difficilement envisageable d'effectuer des corrections très grand champ (supérieures à 2 minutes d'arc) sur un ELT avec un système MCAO.

La partie 2 a été consacrée au développement de l'optique adaptative multi-objet. J'ai rappelé le besoin et contexte scientifique qui a conduit à imaginer un tel système connu sous le nom de EAGLE sur le futur ELT européen. Nous avons parcouru les principaux challenges de la MOAO provoqués par l'aspect multiplex de l'instrument et de son fonctionnement en boucle ouverte, jusqu'ici inédit en optique adaptative.

Cette thèse s'est inscrite dans le cadre de la recherche et développement de l'instrument EAGLE et de son démonstrateur technique : CANARY. Elle s'est donc attachée à analyser et proposer des solutions sur deux points particuliers, critiques et spécifiques à la MOAO, à savoir :

- le contrôle du miroir déformable en boucle ouverte.
- la prédiction tomographique du volume de turbulence à corriger et la projection dans une direction d'intérêt.

Ces deux points ont été étudiés et testés expérimentalement à l'aide du banc d'optique adaptative SESAME. Plus généralement, il a été question de proposer des solutions afin d'assurer le bon fonctionnement d'un système de MOAO.

La partie 3 a ainsi été entièrement consacrée au contrôle du miroir déformable en boucle ouverte. Nous avons étudié et mis en évidence la nécessité de modéliser le miroir afin de limiter l'erreur de contrôle en boucle ouverte. De nombreux tests sur 4 miroirs déformables de 3 technologies différentes ont ainsi été effectués.

Ainsi dans le cadre de l'étude de la faisabilité du contrôle du miroir en boucle ouverte pour l'instrument EAGLE, ces tests ont permis de démontrer que les miroirs déformables de types électrostatiques sont susceptibles d'être de bon candidats pour équiper les voies de

correction de EAGLE. Ils ont également permis de mettre au point de nouvelles techniques de calibration originales permettant d'atteindre les spécifications requises dans l'instrument EAGLE.

Nous avons traité en partie 4 du problème de la reconstruction tomographique appliqué au cadre de la boucle ouverte. Il a été rappelé le cadre théorique déjà existant de la tomographie tel qu'abordé classiquement par les auteurs. Nous avons commenté cette approche et pointé le lien très proche qu'il existe entre la tomographie et notre capacité à calibrer un tel instrument. Nous avons également discuté de la dangerosité d'une erreur de modèle dans le cadre d'une reconstruction tomographique et de son impact sur les performances de l'instrument.

Il a ainsi été proposé une technique dont l'approche novatrice part de la calibration de l'instrument en introduisant l'utilisation d'un analyseur de surface d'onde dans la voie de correction. Cet analyseur par ailleurs fortement désiré dans chacune des voies scientifiques de EAGLE, permet de mesurer les liens optiques entre les voies d'analyses et scientifiques normalement rendus impossibles dans un fonctionnement en boucle ouverte. Cette étape essentielle au bon fonctionnement d'un système de MOAO permet de mesurer les mauvais alignements optiques susceptibles d'être responsables d'une importante baisse de performance s'ils ne sont pas pris en compte dans la modélisation du problème tomographique.

Cette nouvelle approche a ensuite été poussée plus loin. Nous avons ainsi montré que le reconstituteur tomographique recherché pouvait directement être mesuré à partir des mesures provenant de tous les analyseurs de surface d'onde équipant l'instrument. Le reconstituteur ainsi mesuré a l'avantage de correspondre exactement au comportement réel de l'instrument car directement déduit de ses propres données.

Afin de dépasser les limitations dues au nombre fini de données enregistrées par l'instrument nous avons écrit les expressions théoriques des covariances des pentes mesurées par un Shack-Hartmann. Nous avons ensuite développé l'utilisation des matrices de covariances afin de les utiliser dans un cas à plusieurs analyseurs dans le but de décrire le problème tomographique dans son ensemble.

Il est possible d'utiliser ces expressions théoriques afin d'ajuster -et donc mesurer- les paramètres du problème tomographique (en particulier le profil de turbulence) à partir des matrices de covariances mesurées sur le ciel. Cet ajustement de paramètres permet de calculer le reconstituteur tomographique en utilisant seulement quelques secondes d'enregistrement en boucle ouverte *sur l'ensemble des analyseurs disponibles*. De plus, l'introduction d'un modèle dans la procédure permet également d'envisager de se passer de l'utilisation de l'analyseur central durant l'observation permettant alors de ne pas interrompre la pose scientifique. Cette nouvelle approche appelée « Learn & Apply » montre que *toutes* les données nécessaires à la résolution du problèmes tomographique sont disponibles dans les données issues de l'instrument. Elle ouvre ainsi une autre voie sur la façon d'envisager le problème tomographique.

Nous avons mené des simulations afin de connaître les performances de cet algorithme lors de la phase A du démonstrateur CANARY. Les différents scénarios simulés ont permis de mieux comprendre et définir les performances attendues sur le meilleur astérisme

d'étoiles naturelles qui sera observé sur CANARY. Les excellents résultats de simulations ont permis de valider numériquement l'utilisation de l'algorithme L&A avec un nombre fini de données.

Enfin en cinquième et dernière partie nous avons proposé une méthode de calibration complète de l'instrument CANARY. Cette procédure a été testée avec succès sur le banc SESAME et sera appliquée sur CANARY. Les validations expérimentales effectuées sur le banc SESAME ont également permis de valider l'algorithme L&A « dans le monde réel » et mis en évidence sa capacité à calibrer - avec succès- un instrument de MOAO.

Perspectives Les techniques mises au point dans cette thèse ont pour but d'être utilisées et validées sur le ciel par CANARY au cours de l'année 2010. Elles seront donc directement profitables à la compréhension de la calibration de EAGLE.

Les techniques de calibrations du miroir déformable de CANARY proposées et testées lors de cette thèse seront donc directement appliquées pour son contrôle en boucle ouverte sur CANARY.

L'algorithme L&A sera également testé sur le ciel lors de la phase A de CANARY. Cette expérience permettra de mieux comprendre les besoins nécessaires au bon fonctionnement d'un instrument de MOAO et la capacité de l'algorithme à mesurer les paramètres nécessaires à la résolution du problème tomographique. Il reste néanmoins à tester et développer cet algorithme afin de le rendre utilisable sans l'aide d'un analyseur central. Ce travail sera effectué dans le cadre de CANARY et également testé sur le ciel.

Pour la phase B de CANARY, il reste à modifier la procédure afin de tenir compte de la spécificité de l'analyse de front d'onde sur étoiles lasers, en particulier l'effet de cône.

Sur EAGLE, il faudra penser au fait que les analyseur ne mesureront pas la contribution totale de la turbulence car les miroirs M4 et M5 de l'E-ELT en auront corrigé une partie. Ce dernier point pourra être testé sur CANARY lors de la phase C.

Il serait intéressant d'étudier en détails le processus de convergence des matrices de covariance, travail qui n'a pu être effectué durant cette thèse. Les données recueillies en boucle ouverte sur le ciel par CANARY permettront certainement de beaucoup progresser sur le sujet.

Enfin l'algorithme L&A est envisageable sur d'autres instruments effectuant de la tomographie, je pense en particulier à un instrument de LTAO où la présence d'une unique voie scientifique permet d'envisager le scénario en 2 temps Learn&Apply. La mesure effectuée par tous les ASO hors-axe devrait alors être suffisante pour monitorer durant la pose scientifique les paramètres évoluant au cours du temps (profil de turbulence) à partir d'une première mesure de quelques secondes mettant à contribution l'analyseur central sur une étoile naturelle présente dans le champ.

Notons que ce type de fonctionnement nécessitant de pointer et dépointer le télescope vers une étoile brillante sur la voie scientifique est malheureusement difficilement envisageable en MOAO au regard du nombre de voies scientifiques bien trop important (actuellement 16 sur EAGLE). Une solution pourrait alors consister à utiliser une étoile

laser « libre » dans le champ venant tour à tour illuminer chacune des voies scientifiques et permettant de mesurer et « mettre à jour » tous les paramètres afin de calculer/mesurer un nouveau reconstituteur tomographique.

Bibliographie

- [1] Abraham, R. G. ; Tanvir, N. R. ; Santiago, B. X. ; Ellis, R. S. ; Glazebrook, K. ; van den Bergh, S., "Galaxy morphology to I=25 mag in the Hubble Deep Field ", Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 279, Issue 3, pp. L47-L52 (1996)
- [2] Assémat F., "Apport de la haute résolution angulaire sur l'étude des galaxies lointaines : imagerie, optique adaptative et spectroscopie 3D", Thèse de doctorat, Université Paris 6 (2004)
- [3] Avila, Remy ; Vernin, Jean ; Cuevas, Salvador, " Turbulence Profiles with Generalized SCIDAR at San Pedro Mártir Observatory and Isoplanatism Studies", The Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Volume 110, Issue 751, pp. 1106-1116 (1998)
- [4] Babcock H. W., "The possibility of compensating astronomical seeing ", Astron. Soc. Pacific 65, 229 (1953)
- [5] Baranec C., Lloyd-Hart M., Milton N. M., Stalcup T., Snyder M, Angel, R., "Tomographic reconstruction of stellar wavefronts from multiple laser guide stars ", oceedings of the SPIE, Volume 6272, pp. 627203 (2006)
- [6] Beckers, J. M., " Increasing the size of the isoplanatic patch with multiconjugate adaptive optics", ESO Conference on Very Large Telescopes and their Instrumentation, Vol. 2, p. 693 - 703
- [7] Beuzit J.L. et al., "ADONIS - a user friendly adaptive optics system for the 3.3m telescope" Messenger, No. 71, p. 52 - 53 (1993)
- [8] Blanc, A., Fusco T., Hartung M., Mugnier L. M. et Rousset G. "Calibration of NAOS and CONICA static aberrations. Application of the phase diversity technique", Astronomy and Astrophysics, v.399, p.373-383 (2003)
- [9] Boccas, Maxime ; Rigaut, François ; Gratadour, Damien ; d'Orgeville, Céline ; Bec, Matthieu ; Daruich, Felipe ; Perez, Gabriel ; Arriagada, Gustavo ; Bombino, Stacy ; Carter, Chris ; Cavedoni, Chas ; Collao, Fabian ; Collins, Paul ; Diaz, Pablo ; Ebberts, Angelic ; Galvez, Ramon ; Gausachs, Gaston ; Hardash, Steve ; James, Eric ; Karewicz, Stan ; Lazo, Manuel ; Maltes, Diego ; Mouser, Ron ; Rogers, Rolando ; Rojas, Roberto ; Sheehan, Michael ; Trancho, Gelys ; Vergara, Vicente ; Vucina, Tomislav, "GeMS : Gemini Mcao System : current status and commissioning plans ", Proceedings of the SPIE, Volume 7015, pp. 70150X-70150X-15 (2008)

- [10] Chassat F., "Propagation optique à travers la turbulence atmosphérique. Etude modale de l'anisoplanétisme et application à l'optique adaptative", Thèse de doctorat, Université Paris Sud (1992)
- [11] Conan J.M., "SF reconstruction for NAOS-CONICA", Proceedings of the SPIE, Volume 6272, pp. 62723T (2006).
- [12] Conan J.M., "Etude de la correction partielle en optique adaptative", Thèse de doctorat (1994), Université Paris Sud
- [13] Conselice, Christopher J. ; Blackburne, Jeffrey A. ; Papovich, Casey, " The Luminosity, Stellar Mass, and Number Density Evolution of Field Galaxies of Known Morphology from $z = 0.5$ to 3", The Astrophysical Journal, Volume 620, Issue 2, pp. 564-583 (2005)
- [14] Cuby, Jean-Gabriel ; Morris, Simon ; Bryson, Ian ; Lehnert, Matthew ; Evans, Chris ; Fusco, Thierry ; Jagourel, Pascal ; Myers, Richard ; Rousset, Gérard ; Schnetler, Hermine. *et al.* " EAGLE : an MOAO fed multi-IFU in the NIR on the E-ELT", Proceedings of the SPIE, Volume 7014, pp. 70141K-70141K-11 (2008)
- [15] Dicke, R. H., " Phase-contrast detection of telescope seeing errors and their correction", Astrophysical Journal, vol. 198, June 15, 1975, pt. 1, p. 605-615. (1975)
- [16] Dierickx, Philippe ; Brunetto, Enzo T. ; Comeron, F. ; Gilmozzi, Roberto ; Gonté, Frédéric Y. J. ; Koch, Franz ; le Louarn, Miska ; Monnet, Guy J. ; Spyromilio, Jason ; Surdej, Isabelle ; Verinaud, Christophe ; Yaitskova, Natalia, "OWL phase A status report ", Proceedings of the SPIE, Volume 5489, pp. 391-406 (2004)
- [17] Ellerbroek, B. L., "First-order performance evaluation of adaptive-optics systems for atmospheric-turbulence compensation in extended-field-of-view astronomical telescopes.", J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 11, No. 2, p. 783 - 805
- [18] Ellerbroek, Brent L. ; Rigaut, François J. ; Bauman, Brian J. ; Boyer, Corinne ; Browne, Stephen L. ; Buchroeder, Richard A. ; Catone, James W. ; Clark, Paul ; d'Orgeville, Céline ; Gavel, Donald T. ; Herriot, Glen ; Hunten, Mark R. ; James, Eric ; Kibblewhite, Edward J. ; McKinnie, Iain T. ; Murray, James T. ; Rabaud, Didier ; Saddlemyer, Leslie K. ; Sebag, Jacques ; Stillburn, James ; Telle, John M. ; Veran, Jean-Pierre, " Multiconjugate adaptive optics for Gemini-South", Proceedings of the SPIE, Volume 4839, pp. 55-66 (2003)
- [19] Foy, R. and Labeyrie, A., "Feasibility of adaptive telescope with laser probe" AA 152, L29-32 (1985)
- [20] Foy, R., Migus, A., Biraben, F., Grynberg, G., McCullough, P. R., and Tallon, M., "The polychromatic artificial sodium star : a new concept for correcting the atmospheric tilt" Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 111, 569-578 (1995)
- [21] Foy, R., " The cone effect", Laser Guide Star Adaptive Optics for Astronomy, Edited by N. Ageorges, and C. Dainty. Kluwer Academic Publishers (Dordrecht), 2000., p.107
- [22] Fried D. L., "Optical through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposure", JOSA A, 56 (1966), p1372-1379

- [23] Fried D. L., "Anisoplanatism in Adaptive Optics", *JOSA*, 72(1) (1982), p52-61
- [24] Fried D. L., "Time-delay-induced mean-square error in adaptive optics", *JOSA A*, 7 (1990), p1224
- [25] Fusco, T. ; Conan, J.-M. ; Michau, V. ; Mugnier, L. M. ; Rousset, G., "Efficient phase estimation for large-field-of-view adaptive optics ", *Optics Letters*, Volume 24, Issue 21, November 1, 1999, pp.1472-1474
- [26] Fusco T., Conan J.M., Mugnier L., Michau V. et Rousset G., "Characterization of adaptive optics point spread function for anisoplanatic imaging. Application to stellar field deconvolution", *A&A*, 142, 149 (2000)
- [27] Fusco, Thierry ; Conan, Jean-Marc ; Michau, Vincent ; Rousset, Gerard ; Mugnier, Laurent M., " Isoplanatic angle and optimal guide star separation for multiconjugate adaptive optics", *Proc. SPIE Vol. 4007*, p. 1044-1055 (2000)
- [28] Dekany, Richard G. ; Britton, Matthew C. ; Gavel, Don T. ; Ellerbroek, Brent L. ; Herriot, Glen ; Max, Claire E. ; Veran, Jean-Pierre, "Adaptive optics requirements definition for TMT" *SPIE Proc. 5490* (2004)
- [29] Gavel, Don T. "Tomography for multiconjugate adaptive optics systems using laser guide stars" *Proceedings of the SPIE, Volume 5490*, pp. 1356-1373 (2004)
- [30] Gavel, Donald ; Reinig, Marc ; Cabrera, Carlos "Fast hardware implementation of tomography for multi-guidestar adaptive optics" *Proceedings of the SPIE, Volume 5903*, pp. 138-147 (2005)
- [31] Gendron E. et Lena P. "Astronomical adaptive optics : I Modal control optimization", *A&A* 291 , p337 (1994)
- [32] Gendron E., "Optimisation de la commande modale en optique adaptative : applications à l'astronomie", Thèse de doctorat (1995), Université Paris 7
- [33] E. Gendron, M. Brangier, G. Chenegros, F. Vidal, Z. Hubert, G. Rousset, F. Poupard, "A new sensor for laser tomography on ELTs ", *Proceedings of the 1st AO4ELT conference*, 22-26 June 2009, Paris
- [34] Gilles, L. and Ellerbroek, B., "Shack-hartmann wavefront sensing with elongated sodium laser beacons : centroiding versus matched filtering," *Appl. Opt.* 45(25), 6568-6576 (2006).
- [35] Gilmozzi, R. ; Delabre, Bernard ; Dierickx, Philippe ; Hubin, Norbert N. ; Koch, Franz ; Monnet, Guy ; Quattri, Marco ; Rigaut, Francois J. ; Wilson, Raymond N., "Future of filled aperture telescopes : is a 100-m feasible ? ", *Proc. SPIE Vol. 3352*, p. 778-791 (1998)
- [36] Gilmozzi, Robert ; Dierickx, Phillippe ; Monnet, Guy, "Science and technology of a 100m telescope ESO's OWL concept ", *Beyond conventional adaptive optics : a conference devoted to the development of adaptive optics for extremely large telescopes. Proceedings of the Topical Meeting held May 7-10, 2001, Venice, Italy. Edited by E. Vernet, R. Ragazzoni, S. Esposito, and N. Hubin. Garching, Germany : European Southern Observatory, 2002 ESO Conference and Workshop Proceedings, Vol. 58, ISBN 3923524617, p.1*

- [37] Gonsalves R. A., "Phase retrieval and diversity in adaptive optics" , *Opt. Eng.*, 21, 829 (1982)
- [38] Greenwood, D. P. "Bandwidth specification for adaptive optics systems", *Optical Society of America, Journal*, vol. 67, Mar. 1977, p. 390-393 (1977)
- [39] Gilles L. "Closed loop stability and performance analysis of least squares and minimum variance control algorithms for multiconjugate adaptive optics", *Applied Optics*, 44 (2005) p6
- [40] Hammer et al., "The FALCON Concept : Multi-Object Spectroscopy Combined with MCAO in Near-IR", *Proceedings of the ESO Workshop Held in Garching, Germany, 11-15 Juni 2001, ESO ASTROPHYSICS SYMPOSIA*. ISBN 3-540-43755-X. Edited by J. Bergeron and G. Monnet. Springer-Verlag, (2002) p. 139
- [41] Hardy J.W., Lefebvre J.E & Koliopoulos C.L., " Real-time atmospheric compensation" *JOSA* 67, 360-369 (1977)
- [42] Hubin N., Arsenault R., Conselmann R., Delabre B., Le Louarn M., Stroebele S. et Stuik R., " Ground Layer Adaptive optics ", *Comptes rendus Physique*, 6, 1099 (2005)
- [43] Johnston, D. C. ; Welsh, B. M., "Analysis of multiconjugate adaptive optics ", *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 11, No. 1, p. 394 - 408.
- [44] Jolissaint L., Veran J. et Marino J., "OPERA, an automatic PSF reconstruction software for Shack-Hartmann AO systems : application to Altair", *roceedings of the SPIE*, Volume 5490, pp. 151-163 (2004).
- [45] Kolmogorov A., "The local Structure of Turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers", *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 301 (1941) p30
- [46] Kornilov, V. ; Tokovinin, A. ; Shatsky, N. ; Voziakova, O. ; Potanin, S. ; Safonov, B. , " Combined MASS-DIMM instruments for atmospheric turbulence studies", *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 382, Issue 343, pp. 1268-1278
- [47] Linnick V. P., " 'On the possibility of reducing the influence of atmospheric seeing on the image quality of stars", *Optics and Spectroscopy* 3, 401-2 (1957)
- [48] Liotard A. , " Micro-miroirs déformables pour l'optique adaptative de prochaine génération. Caractérisation et simulation", *Thèse de doctorat, Université de Provence*
- [49] Lloyd-Hart, Michael ; Stalcup, Thomas ; Baranec, Christoph ; Milton, N. Mark ; Rademacher, Matthew ; Snyder, Miguel ; Meyer, Michael ; Eisenstein, Daniel, " Scientific goals for the MMT's multi-laser-guided adaptive optics", *Proceedings of the SPIE*, Volume 6272, pp. 62724J (2006)
- [50] Milton, N. Mark ; Lloyd-Hart, Michael ; Baranec, Christoph ; Stalcup, Thomas, Jr. ; Powell, Keith ; McCarthy, Don ; Kulesa, Craig ; Hege, Keith, "Commissioning the MMT ground-layer and laser tomography adaptive optics systems ", *Proceedings of the SPIE*, Volume 7015, pp. 701522-701522-11 (2008)
- [51] Marchetti, Enrico ; Hubin, Norbert N. ; Fedrigo, Enrico ; Brynnel, Joar ; Delabre, Bernard ; Donaldson, Robert ; Franza, Francis ; Conan, Rodolphe ; Le Louarn, Miska ; Cavadore, Cyril ; Balestra, Andrea ; Baade, Dietrich ; Lizon, Jean-Luis ; Gilmozzi, Roberto ;

- Monnet, Guy J. ; Ragazzoni, Roberto ; Arcidiacono, Carmelo ; Baruffolo, Andrea ; Diolaiti, Emiliano ; Farinato, Jacopo ; Vernet-Viard, Elise ; Butler, David J. ; Hippler, Stefan ; Amorin, Antonio, " MAD the ESO multi-conjugate adaptive optics demonstrator ", Proceedings of the SPIE, Volume 4839, pp. 317-328 (2003)
- [52] Marchetti, Enrico ; Brast, Roland ; Delabre, Bernard ; Donaldson, Rob ; Fedrigo, Enrico ; Frank, Christoph ; Hubin, Norbert ; Kolb, Johann ; Lizon, Jean-Louis ; Marchesi, Massimiliano ; Oberti, Sylvain ; Reiss, Roland ; Soenke, Christian ; Tordo, Sebastien ; Baruffolo, Andrea ; Bagnara, Paolo ; Amorim, Antonio ; Lima, Jorge, "MAD on sky results in star oriented mode ", Proceedings of the SPIE, Volume 7015, pp. 70150F-70150F-12 (2008)
- [53] Marzke, Ronald O. ; da Costa, L. Nicolaci ; Pellegrini, Paulo S. ; Willmer, Christopher N. A. ; Geller, Margaret J., "The Galaxy Luminosity Function at $Z \leq 0.05$: Dependence on Morphology", *Astrophysical Journal* v.503, p.617 (1998)
- [54] Myers, Richard M. ; Hubert, Zoltán ; Morris, Timothy J. ; Gendron, Eric ; Dipper, Nigel A. ; Kellerer, Aglaé ; Goodsell, Stephen J. ; Rousset, Gérard ; Younger, Eddy ; Marteaud, Michel ; Basden, Alastair G. ; Chemla, Fanny ; Guzman, C. Dani ; Fusco, Thierry ; Geng, Deli ; Le Roux, Brice ; Harrison, Mark A. ; Longmore, Andrew J. ; Young, Laura K. ; Vidal, Fabrice ; Greenaway, Alan H., " CANARY : the on-sky NGS/LGS MOAO demonstrator for EAGLE", Proceedings of the SPIE, Volume 7015, pp. 70150E-70150E-9 (2008)
- [55] Neichel et al., "Tomographic reconstruction for Wide Field Adaptive Optics systems : Fourier domain analysis and fundamental limitations.", *JOSA-A* 28(1) (2008) p. 219
- [56] Neichel B. "Etude des galaxies lointaines et optiques adaptatives tomographiques pour les ELTs ", Thèse de Doctorat, Université Paris 7 (2008)
- [57] Nicole M., Fusco T., Rousset G. et Michau V. "Improvement of a shack-hartman wavefront sensor measurement for extreme adaptive optics", *Optics Letters* 29(23), 2743 (2004)
- [58] Noll R.J., "Zernike polynomials and atmospheric turbulence", *JOSA A*, 66(3) (1976), p207-211
- [59] Obukhov A. M., "Structure of the temperature field in a turbulent current ", *Izv Akademiia Nauk SSSR*, 13 (1949), p58-69
- [60] Pilkington, J., "Artificial guide stars for adaptive imaging" *Nature* 330, 116 (1987)
- [61] Ragazzoni R., "Pupil plane wavefront sensing with an oscillating prism", *Journal of modern optics*, 43 (1996), p289
- [62] Ragazzoni, Roberto ; Farinato, Jacopo ; Marchetti, Enrico, " Adaptive optics for 100-m-class telescopes : new challenges require new solutions", *Proc. SPIE Vol. 4007*, p. 1076-1087, *Adaptive Optical Systems Technology*, Peter L. Wizinowich
- [63] Ragazzoni, R. ; Diolaiti, E. ; Farinato, J. ; Fedrigo, E. ; Marchetti, E. ; Tordi, M. ; Kirkman, D., "Multiple field of view layer-oriented adaptive optics. Nearly whole sky coverage

- on 8 m class telescopes and beyond ", *Astronomy and Astrophysics*, v.396, p.731-744 (2002)
- [64] F. Rigaut, G. Rousset, P. Kern, J.-C. Fontanella, J.-P. Gaffard, F. Merkle, P. Léna, "Adaptive optics on a 3.6m telescope : results and performance", *Astron. Astrophys.* 250, 280-290. (1991)
- [65] Rigaut, F.; Gendron, E., "Laser guide star in adaptive optics - The tilt determination problem ", *Astronomy and Astrophysics (ISSN 0004-6361)*, vol. 261, no. 2, p. 677-684(1992)
- [66] Rigaut, Francois J.; Ellerbroek, Brent L.; Flicker, Ralf, "Principles, limitations, and performance of multiconjugate adaptive optics", *Proc. SPIE Vol. 4007*, p. 1022-1031 (2000)
- [67] Rigaut F., " Ground conjugate wide field adaptive optics for the ELTs" dans R. Ragazzoni et F. Esposito, redacteurs, *Beyond Conventional Adaptive optics*, Astronomical observatory of Padova, Padova, Italy (2001)
- [68] Rigaut, F., " Ground conjugate wide field adaptive optics for the ELTs", dans E. Vernet, R. ragazzoni, S. Esposito et N. Hubin rédacteurs, *Beyond conventional adaptive optics : a conference devoted to the development of adaptive optics for extremely large telescopes. Proceedings of the topical Meeting held May 7-10 2001, Venice Italy. ESO conference and Workshop proceedings, Vol 58, ISBN 3923524617*, p 11 (2002)
- [69] Robert, Clélia; Conan, Jean-Marc; Michau, Vincent; Fusco, Thierry; Vedrenne, Nicolas, " Scintillation and phase anisoplanatism in Shack-Hartmann wavefront sensing", *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 23, Issue 3, pp.613-624
- [70] Roddier F., "The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy", *Prog. Optics*, 19 (1981), p281
- [71] Roddier F., "Curvature sensing and compensation : a new concept in adaptive optics", *Applied Optics*, 27 (1988), p1223
- [72] Rousset G. Primot J. et Fontanella J.C., "Visible wavefront sensor development", LEST foundation, Tech. Rep., 28, 17 (1987)
- [73] G. Rousset, J.-C. Fontanella, P. Kern, P. Gigan, F. Rigaut, P. Léna, C. Boyer, P. Jagourel, J.-P. Gaffard, F. Merkle, "First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics", *Astron. Astrophys.* 230, L29-L32.
- [74] Rousset G., Madec P.Y., Rigaut F., , "Temporal analysis of turbulent wavefront sensed by adaptive optics", Dans A. Consortini, redacteur, *Atmospheric, Volume and Surface Scattering and Propagation*, 77-80 ICO Topical meeting (1991)
- [75] Rousset, G.; Madec, P.-Y.; Beuzit, J.-L.; Cuby, J.-G.; Gigan, P.; Léna, P.; Rigaut, F.; Boyer, C.; Gaffard, J.-P.; Richard, J.-C.; Vittot, M.; Gendron, E.; Hubin, N.; Merkle, F. , "The COME-ON-PLUS Project : An Adaptive Optics System for a 4 meter Class Telescope " SO Conference and Workshop Proceedings, ESO Conference on Progress in Telescope and Instrumentation Technologies edited by Marie-Helene Ulrich, p.403 (1992)

- [76] Rousset G., "Wavefront sensing", dans *Adaptive optics for Astronomy*, Volume 243, p115-137, Cargèse France.
- [77] Rousset G. "Wavefront sensors", *Adaptive Optics in Astronomy* (1999)
- [78] Rousset G. ; Lacombe F. ; Puget P. ; Hubin N. ; Gendron E. ; Fusco T. ; Arsenault R. ; Charton J. ; Feautrier P. ; Gigan P. ; Kern P. ; Lagrange A.M. ; Madec P.Y. ; Mouillet D. ; Rabaud D. ; Rabou P. ; Stadler E. ; Zins G. , " AOS, the first AO system of the VLT : on-sky performance", *Proceedings of SPIE* 4839, 140-149 (2002)
- [79] Sauvage J.F. ,Fusco T., Rousset G. et Petit C., "Calibration and Pre-Compensation of Non-Common Path Aberrations for eXtreme Adaptive Optics," *J. Opt. Soc. Am. A* 24, 2334 (2007).
- [80] Sechaud, M., Hubin, N., Brixon, L., Jalin, R., Foy, R., and Tallon, M., "Laser Backscattered Reference Star for Atmospheric Wavefront Disturbances Measurement" in [Very Large Telescopes and their Instrumentation], Ulrich, M.-H., ed., *ESO/NOAO Conferences*(30), 705-714, ESO (1988)
- [81] Sechaud M., "Wavefront compensation devices", *Adaptive optics in astronomy*, ed. François Roddier Cambridge (1976), p57
- [82] <http://www.lesia.obspm.fr/astro/optada/pages/sesame/index.html>
- [83] Shack R. et Platt B., "Production of a lenticular Hartmann screen", *JOSA*, 61 (1971), p656
- [84] Tallon,M et Foy,R., "Adaptive telescope with laser probe : isoplanatism and cone effect", *Astron.Astrophys.*235(1-2), 549-557 (1990)
- [85] Tallon, M. ; Foy, R. ; Vermin, J., "3-D Wavefront Sensing for Multiconjugate Adaptive Optics", *Progress in Telescope and Instrumentation Technologies, ESO Conference and Workshop Proceedings, ESO Conference on Progress in Telescope and Instrumentation Technologies, ESO, Garching, 27-30 April 1992, Garching : European Southern Observatory (ESO), 1992, edited by Marie-Helene Ulrich, p.517 (1992)*
- [86] Tallon, Michel ; Tallon-Bosc, Isabelle ; Béchet, Clémentine ; Thiébaud, Eric, " Shack-Hartmann wavefront reconstruction with elongated sodium laser guide stars : improvements with priors and noise correlations", *Proceedings of the SPIE, Volume 7015, pp. 70151N-70151N-9 (2008)*
- [87] Tarantola, A. ; Valette, B. , " Generalized Nonlinear Inverse Problems Solved Using the Least Squares Criterion", *Reviews of Geophysics and Space Physics, Vol. 20, p.219 (1982)*
- [88] Tatarski V. I., "Wave propagation in a turbulent medium", *Dover Publications, Inc., New York.*
- [89] Taylor G.I., "The spectrum of turbulence", *Proc. R. Soc. London*, 64 (1938), p476
- [90] Thomas, Sandrine J. ; Gavel, Donald ; Adkins, Sean ; Kibrick, Bob, " Analysis of on-sky sodium profile data and implications for LGS AO wavefront sensing",*Proceedings of the SPIE, Volume 7015, pp. 70155L-70155L-12 (2008)*

-
- [91] Tokovinin A., " A seeing improvement with Ground Layer adaptive optics, The Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 116, 941 (2004)
- [92] Veran, J.-P. ; Rigaut, F. ; Maitre, H. et Rouan, D., "Estimation of the adaptive optics long-exposure point-spread function using control loop data.", JOSA A, Vol. 14, No. 11, p. 3057 - 3069 (1997)
- [93] Wilson, R. W. ; Butterley, T. ; Sarazin, M., "The Durham/ESO SLODAR optical turbulence profiler ", Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (2009)
- [94] [http ://www.maumae.net/yao/](http://www.maumae.net/yao/)

Annexe A

L'E-ELT

A.1 Présentation générale

La communauté astronomique prépare activement la venue de la nouvelle génération des télescopes, celle des « Extremely Large Telescopes » ou ELT. En Europe le projet conduit par l'ESO prend le nom de E-ELT.

Le projet d'un ELT européen prend sa source dans la fin des années 90 avec le (trop) ambitieux projet OWL ou télescope « Overwhelmingly Large » (Gilmozzi *et al.* 1998 [35], Gilmozzi *et al.* 2002 [36], Dierickx *et al.* [16],) qui prévoyait un télescope dont la taille du miroir primaire était de 100m de diamètre. Ce chiffre est à comparer avec celui du télescope américain Keck à Hawaï dont le miroir de 10m de diamètre en fait le plus grand télescope actuel.

En 2005 le projet sera revu à la baisse en raison d'un coût de construction trop élevé et du risque technologique jugé trop important. C'est le début de l'étude de l'E-ELT, direct héritier de OWL. Fin 2006 le design s'oriente vers un télescope de 42m de diamètre. Début 2007 l'E-ELT rentre en phase d'étude détaillée (Phase B) qui doit s'achever mi-2010 avant le début de sa construction. Son budget est d'environ 1 Milliard d'euros. Notons enfin que le site sera connu fin 2009 et sera très probablement soit en Argentine, au Chili ou aux îles Canaries.

A.2 Concept optique

Le concept optique de l'E-ELT est un design à 5 miroirs (cf figure A.1). Le miroir primaire (M1) de 42m de diamètre sera composé de 984 segments de 1.45m chacun tandis que le miroir secondaire (M2) fera 5.7m de diamètre. Un troisième miroir (M3) de 4 mètres de diamètre renvoie la lumière jusqu'au quatrième et cinquième miroir (M4 et M5). M4 est un miroir plan adaptatif de 2.6m composé de plus de 5000 actionneurs pouvant être activés plus d'une centaine de fois par seconde et conjugué optiquement à environ 600m d'altitude. M5 est un miroir plan permettant de stabiliser le champ (tip-tilt).

Le champ total du télescope est de 10 minutes d'arc avec un faisceau ouvert à $f/17.7$ aux

2 foyers Nasmyth. Le design de l'E-ELT peut être modifié afin de transporter le faisceau vers un foyer « gravity invariant » (après réflexion sur un miroir plan M6) ou au foyer coudé ouvert à $f/60$ dont le champ transporté est de 20 secondes d'arc.

Enfin, l'E-ELT sera équipé de 6 étoiles Lasers qui serviront à l'analyse de front d'onde pour l'optique adaptative du télescope (correction avec M4 et M5) et les instruments dédiés.

A.3 Instrumentation

L'E-ELT est prévu pour fonctionner à travers une large gamme de longueurs d'ondes, allant de l'optique à l'infrarouge thermique afin de traiter un ensemble de problématiques scientifiques différentes. 10 instruments sont actuellement en fin d'étude de faisabilité (Phase A). 6 d'entre eux seront sélectionnés courant 2010 afin de passer en étude de phase B (design détaillé). La table A.3 résume les 10 instruments actuellement en Phase A.

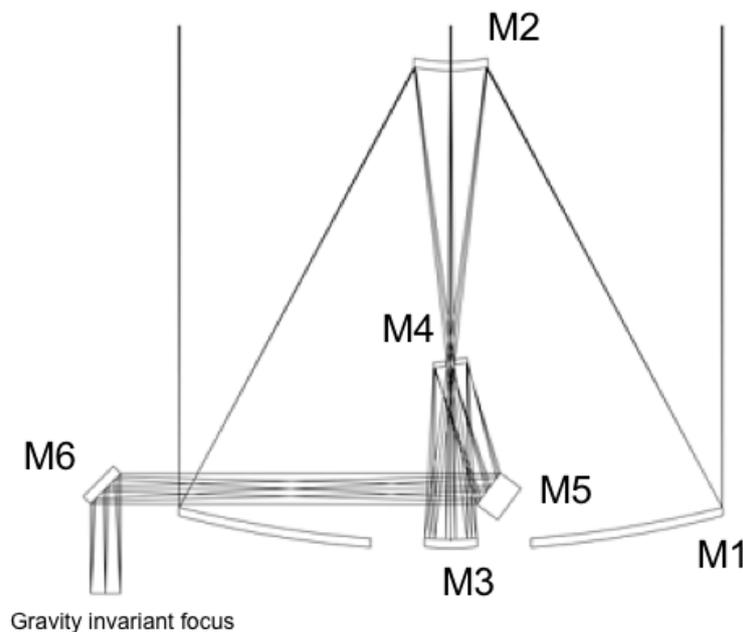


FIG. A.1 – Schéma optique de l'E-ELT (illustré dans une configuration pour envoyer le faisceau au foyer « gravity invariant »).

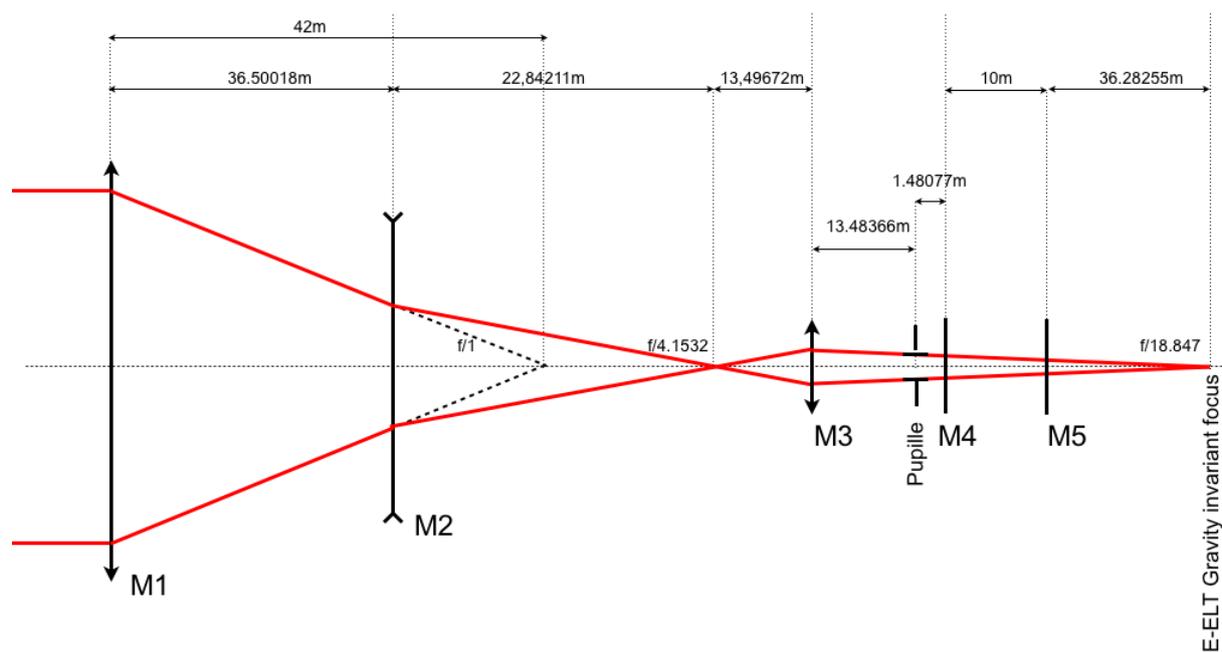


FIG. A.2 – Schéma optique de l'E-ELT au foyer « gravity invariant » (EAGLE).

Name	Instrument Type	Principal Investigator Institutes
EAGLE	Wide Field, Multi IFU NIR Spectrograph with MOAO	J. G. Cuby, LAM Marseille OPM – GEPI & LESIA, ONERA, UK ATC, Univ. Durham
CODEX	High Resolution, High Stability Visual Spectrograph	L. Pasquini, ESO INAF Trieste & Brera, IAC, IoA Cambridge, Obs. Genève
MICADO	Diffraction-limited NIR Camera	R. Genzel, MPE, & MPIA INAF Padova, NOVA - Univ. Leiden & Groningen
EPICS	Planet Imager and Spectrograph with Extreme AO	M. Kasper, ESO LAOG, LESIA Obs. Paris, Univ. Nice, LAM, ONERA, Univ. Oxford, INAF Padova, ETH Zurich, ASTRON & NOVA - Univ. Amsterdam & Utrecht
HARMONI	Single Field, Wide Band Spectrograph	N. Thatte, Univ. Oxford CRA Lyon, DAMI Madrid, IAC, UK ATC
METIS	Mid-infrared Imager & Spectrograph with AO	B. Brandl, NOVA-Leiden & ASTRON MPIa, CE Saclay DSM/IRFU/Sap, Katholieke Univ. Leuven, UK ATC
OPTIMOS	Wide Field Visual MOS	tbd Negotiations underway with a Consortium of STFC RAL, Univ. Oxford, LAM, IASF-Milan, OPM GEPI, NOVA - Univ. of Amsterdam & ASTRON, INAF Oss. Brera and Trieste, Niels Bohr Institute-Copenhagen Univ.
SIMPLE	High Spectral Resolution NIR Spectrograph	L. Origlia, INAF OA Bologna OA Arcetri, OA Roma, Uppsala AO, Thuringer LS, Pontificia Uni. (Chile)
MAORY	Multi Conjugate AO module	E. Diolaiti, INAF-OA Bologna OA Arcetri, OA Padua, Univ. Bologna, ONERA
ATLAS	Laser Tomography AO Module	tbd Negotiations underway with a Consortium of ONERA, OPM LESIA & GEPI (P.I. T. Fusco)

FIG. A.3 – *Résumé des instruments en cours d'étude de phase A sur l'E-ELT (mi-2008).*

Annexe B

Structure des matrices utilisées pour le calcul du reconstructeur tomographique.

Je propose en illustration les structures des 2 matrices de covariance C_{SM} et C_{MM} utilisées dans le calcul du reconstructeur tomographique avec n analyseurs Shack-Hartmann

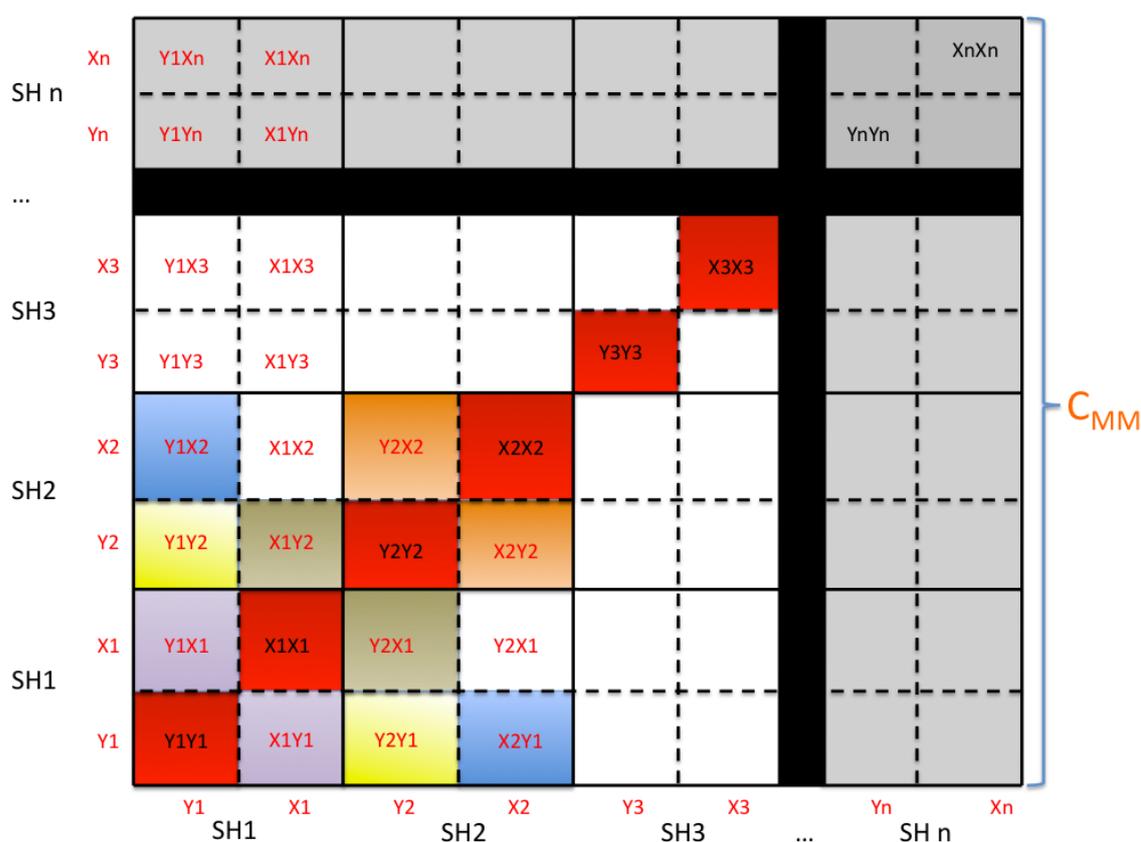


FIG. B.1 – Structure de la matrice de covariance des pentes des analyseurs hors-axe

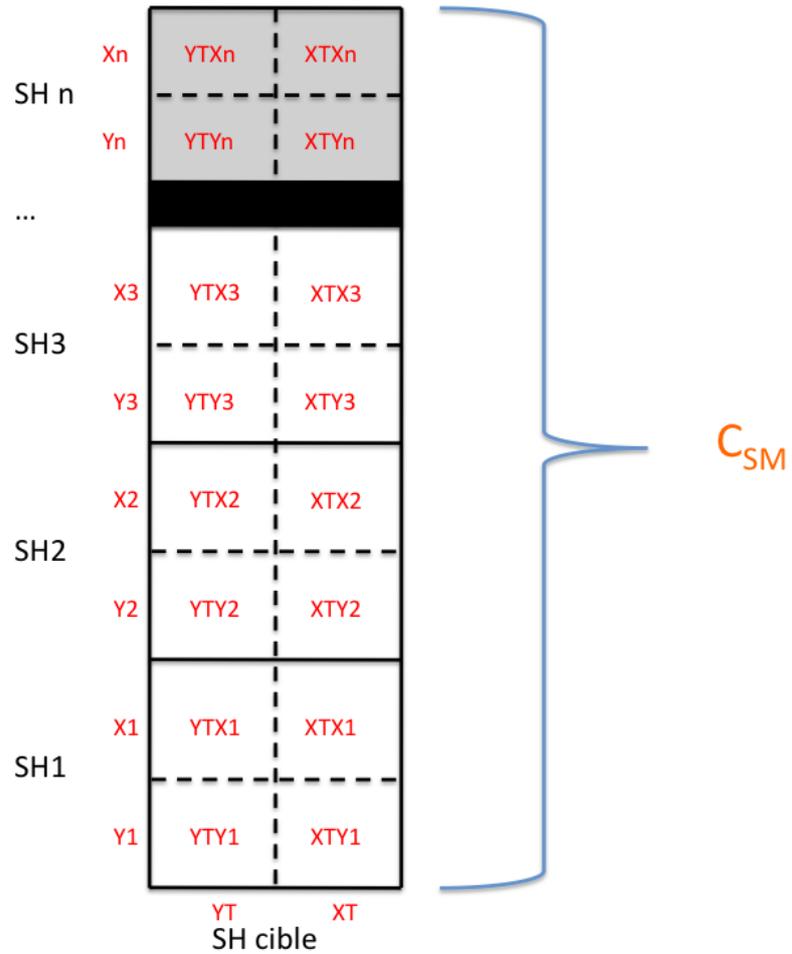


FIG. B.2 – Structure de la matrice de covariance des pentes des analyseurs hors-axe vers l'analyseur dans l'axe (cible).

Annexe C

Liste de publications.

1. **Vidal F.**, Gendron E., Hubert Z., Sevin A. et Rousset G., "A tomography approach for MOAO : principle, simulations and laboratory results," Journal of the Optical Society of America A (JOSA-A), soumis.
2. Gendron E., Pouplard F., **Vidal F.**, Hubert Z., Perret D. et Rousset G., "A new linear optical differentiation wavefront sensor for Laser Tomography on ELTs," Proc of OSA meeting on adaptive optics analysis and methods, Vancouver, june 2007
3. Gendron E., **Vidal F.**, Zamkotsian F., Heurtebize T., Hubert Z., Perret D., Chemla F. et Jagourel P. , " Experimental results on the open loop control of an electrostatic DM for MOAO," Proc of OSA meeting on adaptive optics analysis and methods, Vancouver, june 2007
4. **F. Vidal**, E. Gendron, A. Sevin, G. Rousset and Z. Hubert, "Tomographic reconstruction using the Learn and Apply algorithm", Presented at SPIE conference in Marseille 7015 (2008)
5. A. Kellerer, **F. Vidal**, E. Gendron, Z. Hubert, D. Perret, G. Rousset "Open-loop performance of deformable mirrors," Presented at SPIE conference in Marseille, 7015 (2008)
6. E. Gendron, M. Brangier, **F. Vidal**, Z. Hubert, G. Rousset, F. Pouplard, "A new sensor for laser tomography on ELTs" Presented at SPIE conference in Marseille, 7015 (2008)
7. Richard M. Myers ; Zoltan Hubert ; Timothy J. Morris ; Eric Gendron ; Nigel A. Dipper ; Aglaé Kellerer ; Stephen J. Goodsell ; Gérard Rousset ; Eddy Younger ; Michel Marteaud ; Alastair G. Basden ; Fanny Chemla ; C. Dani Guzman ; Thierry Fusco ; Deli Geng ; Brice Le Roux ; Mark A. Harrison ; Andrew J. Longmore ; Laura K. Young ; **Fabrice Vidal** ; Alan H. Greenaway, " CANARY : the on-sky NGS/LGS MOAO demonstrator for EAGLE", Proc of SPIE conference 7015 (2008)
8. Gendron, E. ; Brangier, M. ; Chenegros, G. ; **Vidal, F.** ; Hubert, Z. ; Rousset, G. ; Pouplard, F. "A New Sensor for Laser Tomography on ELTs", Proceedings of the Optical Turbulence Characterization for Astronomical Applications Sardinia, Italy,

- 15 - 18 September 2008, edited by Elena Masciadri (Istituto Nazionale di Astrofisica, Italy) & Marc Sarazin (European Southern Observatory, Germany), pp.283-290 (2009)
9. **F. Vidal**, E. Gendron, A. Sevin, A. Kellerer, G. Rousset, Z. Hubert, T. Fusco and R. Myers, "Tomographic tests for MOAO on the SESAME bench", Proc of AO4ELT conference held in Paris (2009)
 10. E. Gendron, M. Brangier, G. Chenegros, **F. Vidal**, Z. Hubert, G. Rousset, F. Poupard, "A new sensor for laser tomography on ELTs", Proceedings of the 1st AO4ELT conference, 22-26 June 2009, Paris
 11. G. Rousset, T. Fusco, E. Gendron, T. Morris, F. Assémat, C. Robert, R. Myers, **F. Vidal**, D. Gratadour, N. Dipper, B. Le Roux, J.-G. Cuby, S. Morris, P. Jagourel, H. Schnetler, M. Cohen, D. Le Mignant, P. Parr-Burman, "EAGLE multi-object AO concept study for the E-ELT", Proceedings of the 1st AO4ELT conference, 22-26 June 2009, Paris
 12. T. Morris, Z. Hubert, R. Myers, E. Gendron, A. Longmore, G. Rousset, G. Talbot, T. Fusco, N. Dipper, **F. Vidal**, D. Henry, D. Gratadour, T. Butterley, F. Chemla, D. Guzman, E. Younger, A. Kellerer, M. Harrison, M. Marteaud, D. Geng, A. Basden, A. Guesalaga, C. Dunlop, S. Todd, K. Dee, C. Dickson, A. Greenaway, " ", Proceedings of the 1st AO4ELT conference, 22-26 June 2009, Paris

A tomography approach for MOAO: principle, simulations and laboratory results

Fabrice Vidal,^{1,*} Eric Gendron,¹ Zoltan Hubert,¹ Arnaud Sevin,¹ and Gerard Rousset¹

¹*Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique (LESIA), Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Universite Paris Diderot*

5 Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France

** Corresponding author: fabrice.vidal@obspm.fr*

Compiled January 11, 2010

Multi Object Adaptive Optics (MOAO) is a solution developed to perform a large field of view correction with adaptive optics.

We propose a new approach, called Learn and Apply (L&A), that allows us to retrieve the tomographic reconstructor using the on-sky measurements from an MOAO instrument. This method is also used to calibrate the registrations between the off-axis wavefront sensors and the deformable mirrors placed in the sciences optical paths.

We present numerical simulations performed in the framework of the CANARY instrument and laboratory test results obtained at the SESAME bench. For conditions encountered on a 4m telescope we achieve in MOAO scheme (including tomography and open loop control) a 35% SR to be compared to the 39% obtained with an on-axis classical AO in closed loop in the same conditions.

© 2010 Optical Society of America

OCIS codes: 010.1080, 010.1330

1. Introduction

One of the key scientific drivers of the future giant telescopes of the class 30-50m is the formation of the early universe, and in particular the way distant galaxies assembled. These extremely dim and small objects require both the large light-collecting power of an Extremely Large Telescope (ELT) together with a high spatial resolution brought by adaptive optics (AO). Moreover, the galaxies need to be studied through a statistical approach, that require to be able to observe a wealth of them. Dealing with minimum integration times of the order 8 hours for each, the only way to achieve this is thus to multiplex the observations.

These requirements led in 2004 [1] to the concept of Multi-Object Adaptive Optics, or MOAO, fully inherited from the FALCON concept presented in 2001 [2]. MOAO allows the simultaneous observation of objects that spread in a field as wide as desired -at least as far as the telescope technology allows it. It is composed of individual optical trains that split the field. Some compensate the wavefront onto the small (few arcsecond) areas of the galaxies. They are driven by the wavefront information collected from the others systems : the off-axis wavefront sensors (WFS) that pick their signals from either natural or artificial stars across the field. The way the wavefront measurement are combined together in order to extract the wavefront control is the tomographic reconstruction.

EAGLE [3] (Elt Adaptive optics for GaLaxy Evolution) is a Multi object integral field spectrograph equipped with an MOAO system under conceptual study for the European Extremely Large Telescope [4] (E-ELT).

It will be able to cover a field of view of 10 arcminutes. The top level requirements of the instrument call for 20 parallel spectroscopic channels in the near infrared. Each of them will use one Deformable Mirror (DM) working in open-loop driven by the tomographic reconstruction using the wavefront information provided by the 6 Laser Guide Stars (LGS) off-axis WFS and 5 Natural Guide Stars (NGS) WFS. EAGLE is a challenging program and requires a pathfinder called CANARY [5] for an on-sky demonstration of the MOAO concept.

It is an open loop and tomography experiment that will be installed in 2010 at the William Herschel Telescope (D=4.2m) at La Palma, in the Canaries islands. The development schedule of CANARY is splitted in 3 stages called phase A, B and C.

The phase A will use three 7×7 off-axis Shack-Hartmann (SH) on NGS. The correction is made using a 8×8 low order piezostack actuator DM working in open-loop.

The phase B uses 4 Rayleigh LGS + 3 NGS to sense the wavefront and the open loop correction is made by the low order DM.

The phase C uses the same 4 Rayleigh LGS + 3 NGS to sense the wavefront and the open-loop correction is made using a woofer-tweeter scheme thanks to a supplementary high-order DM.

For each phase, an additionnal WFS, is placed in the central (target) direction after the DM and can measure the corrected wavefront.

MOAO shares with Multi-Conjugated AO (MCAO), Ground Layer AO (GLAO) and Laser Tomographic AO (LTAO) the problem of the tomographic reconstruction of the phase volume above the telescope. Although these approaches differ by the specification of the image qual-

ity, the extension of the field of view, the width of the field of optimization, they share the same problem, which is to find the best way to deduce the phase, based on the wavefront measurements in a number of sky directions.

A particular approach seems to emerge : the minimum phase variance approach that can be find in Le Roux *et al.* 2004 [6] and Gavel 2004 [7]. Even more sophisticated, Petit *et al.* 2006 [8] uses a Kalman-based approach that uses the temporal behavior of the turbulence to minimize a criterion on the spatial and time-optimized domain. In these various attempts, a basis for tomographic reconstruction is usually chosen : either Zernike for some (Baranec *et al.* 2006 [9]) or Fourier basis (Poyneer *et al.* 2003 [10]). All those attempts are strongly based on the knowledge of the turbulence profile, which is the starting point of the derivation of the estimators. Not surprisingly, they all converge towards similar solutions.

Our approach is not different, in their result, from what most of the above mentioned authors have presented already. What we discover is that it is possible to derive the very same equations, but instead of the *a priori*, we start from the real measurements of the sensors.

2. Tomography

One of the main adaptive optics limitation is the anisoplanatism angle [11]. A guide star is required to sense the wavefront. It may be either the object itself (if bright enough) or a nearby star. The angular distance between the object and the guide star needs to be sufficiently short or the AO performance will decrease as the guide star gets further. This limiting angle is called anisoplanatism angle. Because of this problem, the sky coverage is usually low whatever the size of the telescope. To solve the sky coverage problem, tomography is a method that uses the stars surrounding the target object even beyond the anisoplanatism angle to sense the wavefront. These stars may be either NGS or LGS. Although they are in off-axis directions they give lots of turbulence information. Tomography's goal is to predict how the turbulence is on the on-axis direction (i.e where the target object is).

Several tomography algorithms are currently under test in various laboratories. Ammons *et al.* [12] use the Spherical Waves algorithm in the MOAO case for a 10m telescope, Costille *et al.* [13] uses the Kalman based approach in MCAO scheme, but none of them have been demonstrated in a real on-sky instrument.

Early on-sky experiments have been carried out by Velur *et al.* [14] , that aim to demonstrate the validity of the tomographic analysis. An asterism of 3 off-axis stars with a fourth one at the center was used, and the relations between the off-axis wavefronts and the on-axis one were exhibited. The first multi-WFS on-sky demonstrator is MAD [15] that used a least-square approach to demonstrate a MCAO correction. In 2010, CANARY will demonstrate the feasibility of the tomography principle in MOAO case by reconstructing the wavefront and com-

pensating it on the on-axis direction with 1 DM working in open-loop.

Our concern is to develop a robust tomography algorithm that takes into account both the specificities of the atmosphere with the geometry of the tomographic problem, but also the real physical and optical characteristics of the instrument. This work has been already presented in Vidal 2008 *et al.* [16] and Vidal *et al.* 2009 [17].

A. The classical approach

In AO the optimal approach [18] consists to minimize the residual phase variance from a measurement vector \vec{m} related to the turbulence phase $\vec{\phi}$. This vector may come from different wavefront sensors looking at NGS or LGS in various directions after a concatenation of the off-axis measurements..

Then, the matrix R will be optimal when there will be no more correlation between the error and the set of measurements. This assumption takes the form:

$$\langle (\vec{\phi} - R\vec{m})\vec{m}^t \rangle = 0 \quad (1)$$

Where $\langle \rangle$ denotes an ensemble average. The minimum mean square error (MMSE) solution takes the form:

$$R = \langle \vec{\phi}\vec{m}^t \rangle \langle \vec{m}\vec{m}^t \rangle^{-1} \quad (2)$$

This approach is presented by authors to solve the problem by modeling all the parameters involved in the tomographic process. These parameters like DM, WFS configurations and turbulence profile are pure geometric *a priori* injected on the model. The main difficulty is to estimate these parameters as close as possible to the real instrument. For the MOAO case the situation is even worse since calibration is not obvious because of the various optical train in parallel.

For any instrument working in typical MOAO scheme, one should have a mirror model as close as possible to the reality, plus a model of the WFSs, and -perhaps the most difficult one- a model of the optical relationship between all the elements : registration of WFSs between each others, and WFSs between deformable mirrors.

It seems to us that this assumption is too challenging. In classical AO, the problem of establishing the links between the WFS and the DM has been solved by measuring the interaction matrix [19]. This calibration step of the interaction matrix allows to rub out any deviation between the model and the reality. The whole control of the loop is based on this calibration.

We have searched a kind of equivalent calibration for the MOAO concept, that could take in charge the calibrations of the exact registration between elements, and possible flaws of the optical system. The open-loop operation prevents to measure directly any interaction matrix between the off-axis sensors and the DM. Even in the case where it could be possible, one should be able to calibrate for pupil misregistration and sensitivity disparities, that will impact on the tomographic reconstruction.

We present hereafter a new tomography sub-optimal approach based on the measurements and that doesn't need any model *a priori* and that takes into account the calibration specificities in MOAO.

B. A new 2 step approach

1. Instrumental deviations

We think that it is necessary to calibrate for the deviations between the instrument model, and reality. In particular, the WFS may suffer from a misregistration of the pupil, affected by at least 6 main parameters : x, y, z (shifts and conjugation height), rotation θ and magnification G plus, eventually, distorsion. The sensitivity of the WFSs may be calibrated too. The optical relationship between DMs and WFS as well as the sensitivity of all the influence functions of the DM should be characterized. If we consider a system like EAGLE where pick-off mirrors send the light towards DMs located around the focal plane, we can see that the pupil is rotated on the DM by an amount that depends on the position of the pickoff mirror in the focal plane. The registration between WFSs and DMs is affected by a rotation that will depend on the target position : we think it is highly desirable to calibrate for it, rather to rely on a model, and to monitor it during observation. Despite of the efforts put in the alignment of the system, no model will be reliable enough to stick to the real system. We will call *instrumental deviations* the ensemble of these optomechanical flaws, that sum up together, and that need to be calibrated.

2. Transformation of WFS measurements

We initially planned to propose to compensate the instrumental deviations by applying a linear transformation on the WFS measurements. All the problem is to measure the instrumental deviation, and we found a method that consists in showing to all the WFS the same wavefront. In principle, for a given wavefront in the pupil plane, all the WFS measurements should be the same. This common pupil-plane wavefront could, for example, be produced by the telescope deformable mirror. In EAGLE, this mirror is the M4 mirror of the E-ELT. Actually, we think that there could exist a matrix C that transforms, at a given time t , the measurements of a WFS (ex: \vec{m}_1) into the other (\vec{m}_2) and can be written as:

$$\vec{m}_2(t) = C.\vec{m}_1(t) \quad (3)$$

The matrix C can be retrieved by sensing with both WFS the same set of different wavefronts. The corresponding set of measurements are appended to M_1 and M_2 matrices leading to:

$$M_2 = C.M_1 \quad (4)$$

Matrices M_1 and M_2 are of rectangular shape, they cannot be inverted directly. We solve the matrix C by minimizing the quantity:

$$\epsilon^2 = \|CM_1 - M_2\|^2 \quad (5)$$

Developping the expression gives

$$\epsilon^2 = \sum_i \sum_j \left(\sum_k c_{ik} m_{1kj} - m_{2ij} \right)^2 \quad (6)$$

with the first index of coefficients of M_1 and M_2 referring to the spatial position of pupil sample, the second one referring to time (or draw number). In order to minimize ϵ^2 , we differentiate with respect to the coefficients of C , and it comes:

$$C(M_1 M_1^t) = M_2 M_1^t \quad (7)$$

When the matrix $M_1 M_1^t$ can be inverted, we can write the matrix C as:

$$C = (M_2 M_1^t)(M_1 M_1^t)^{-1} \quad (8)$$

For the same wavefront seen by both WFS, C acts as a change of basis matrix between measurements of sensor 1 to 2. If there is no deviation between the 2 WFSs C reduces the identity. Getting the measurements of sensor 1 and using Eq. 4 we are able to predict how should be the measurements of sensor 2 compensated for the deviations between the 2 sensors. Let us note that, in order to be able to invert the matrix $(M_1 M_1^t)$, one should provide a serie of linearly independent measurements than span the full vector space of the sensor. We will come back on this particular point later on ; we assume for the moment that we have a way to span this whole space.

Thanks to this calibration procedure all the measurements of the WFSs become normalized in terms of shifts, sensitivity, rotation... This calibration procedure may be used for all the wavefront sensors in order to feed any tomographic procedure with normalized data.

Now, we will see how this method can be pushed a step further.

3. Linking off axis WFSs and DM

MOAO implies necessarily an open-loop operation of the DM, which means that we cannot measure directly the relation between each off-axis sensors and the DM. We propose then to add another wavefront sensor, on axis, after the DM. The setup is equivalent to a classical closed loop AO scheme : this provides a way to calibrate a classical interaction matrix. Of course, this on axis sensor will not use the flux from the scientific target : *it is used only for calibration purposes.*

Provided that we can feed the on-axis sensor with a sufficiently bright source, we will then transform all the measurements from each off-axis sensors into a measurement registered to the on-axis one : for this, we use the strategy we described in Section 2: we use a perturbation in a common pupil plane and replace M_2 by $M_{central}$ in Equation 4, M_i becomes the measurement of the i^{th} off-axis sensor:

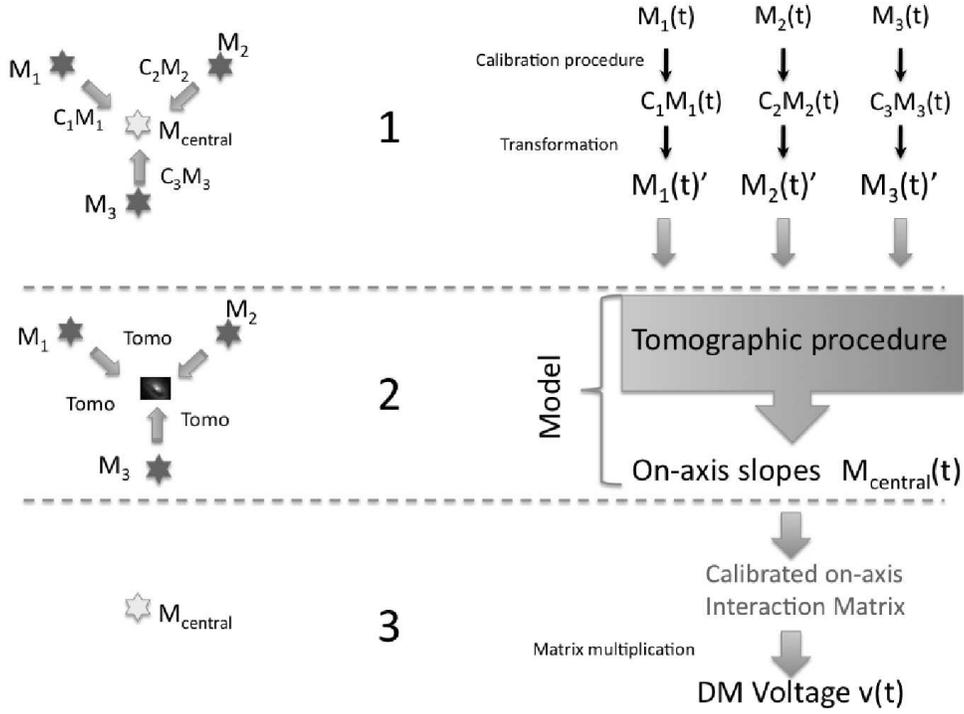


Fig. 1. In step 1 and 3 we show the same wavefront (in the pupil) to each sensor as well as a on-axis one. The on-axis measurements are the common basis removed from instrumental deviations. The interaction matrix gives also the voltage to apply to the mirror. Step 2 may be any tomographic algorithm that gives the on-axis slopes (not phase).

$$M_{central} = C_i \cdot M_i \quad (9)$$

which leads to:

$$C_i = (M_{central} M_i^t) (M_i M_i^t)^{-1} \quad (10)$$

The principle of the registration calibration procedure is summarized Figure 1 for 3 off-axis WFS. We present now the overall calibration and compensation procedure having 1 on-axis WFS behind a DM for calibration purpose and 3 off-axis WFS for turbulence measurements. There are 3 steps.

The goal of the first step (noted 1 Figure 1) is to be able to tomographically blend, without any deviation problems in data, any tomographic model on the transformed measurement of the off-axis WFS because they are expressed in a common basis, *free from instrumental deviations*. This common basis is related to the DM in an unambiguous way thanks to the interaction matrix done on the on-axis sensor (noted 3 Figure 1).

In this scheme the 2 calibration procedures can be performed before observation by showing to the 3 off-axis sensors and the on-axis one, a common perturbation in the pupil plane. The advantage is to free the tomographic model from a modelization of the mirror but still one has to deliver the prediction of the on-axis measurements (noted 2 in figure 1).

Again, we will push the method a step further and see that it can leads to a full tomographic solution.

4. Towards an other tomographic algorithm

Sections 2 and 3 both introduced a method to calibrate all the deviations of the system. The computations of the matrices Equations 9 and 10 where done thanks to a set of *common wavefront perturbation in the pupil*, that could, as an example, be generated by the mirror M4 of the E-ELT.

Now let us consider measurements made on turbulent wavefronts with a thick atmosphere. We rewrite Equation 9 but now replacing the M_i matrix by a concatenation of all the off-axis sensors $M_{offaxis}$. We are looking for a new matrix W :

$$M_{central} = W \cdot M_{offaxis} \quad (11)$$

This Equation links the off-axis measurements to the on-axis sensor and the solution is:

$$W = (M_{central} M_{offaxis}^t) (M_{offaxis} M_{offaxis}^t)^{-1} \quad (12)$$

When the altitude of the wavefront perturbation is in the pupil plane then W can be seen as a change of basis matrix from the off-axis sensors to the on-axis one (matrix C). Now when the perturbation is laying out of the pupil plane, it is not common any more for each

wavefront sensor and then the matrix W becomes a *tomographic reconstructor in the on-axis measurement basis*. The idea is to use the turbulence seen by all the sensors (off and on-axis) to compute the tomographic reconstructor W . Of course this can only be done when the on-axis sensor is pointed towards a bright star (in a calibration procedure).

Note that unlike the classical approach, the reconstructor W is only able to reconstruct the on-axis slopes instead of the phase. The missing step, which is the phase reconstruction from the estimated on-axis slopes, is ensured by the calibrated interaction matrix, as described Sections 2 and 3. When the numbers of draws that constitute the matrix $M_{offaxis}$ tends towards infinity, then the matrix $(M_{offaxis}M_{offaxis}^t)$ tends towards the covariance matrix of the off-axis sensors slopes. We call this matrix C_{offoff} . The same remark applies to the matrix $(M_{onaxis}M_{offaxis}^t)$, that tends towards the covariance matrix between the off-axis sensors slopes and the on-axis sensor slopes (called C_{onoff}).

Only the C_{onoff} matrix contains the target direction information (called central). The tomographic reconstructor W can be computed thanks to the covariance matrices of all the sensors. Equation 12 can be written as:

$$W = C_{onoff} \times C_{offoff}^{-1} \quad (13)$$

One recognize here the same expression than Equation 2: the MMSE approach.

Notice that this estimator :

- incorporates all the knowledge about the optimal compensation of the system deviations, as presented in sections 2 and 3.
- only retrieves the on-axis slopes instead of the on-axis phase : this is inherent to the way it has been measured.

Being able to compute the tomographic reconstructor W in the on-axis measurement basis, using Equation 11 we are able to estimate the on-axis slopes that our on-axis sensor should see. Then, we compute the voltage to be applied to the mirror using an inverse of the measured interaction matrix.

C. Theoretical expression of the covariances of wavefront slopes

The covariance matrices can be determined thanks to the wavefront slopes measured by the WFS (Eq. 12). However in the following sections we want to compare the properties of these matrices with theoretical expectations. For that purpose, we derive the theoretical expression of the covariance of slopes.

The local wavefront slope measured by the subaperture of a Shack-Hartmann (or any slope sensor) is given by averaging the phase gradient over this subaperture centered at the distance \vec{r} .

$$s_x(\vec{r}) = \frac{1}{S} \int \frac{\partial \phi}{\partial x}(\vec{u}) \Pi(\vec{r} - \vec{u}) du^2 \quad (14)$$

which is the convolution of $\frac{\partial \phi}{\partial x}(\vec{u})$ with $\Pi(\vec{u})$ a function equal to 1 within a subaperture centered around the origin distance \vec{r} and 0 elsewhere.

Now the covariance between 2 slopes from subapertures separated by a distance \vec{r} along x direction is:

$$\begin{aligned} \langle s_x(\vec{0}) s_x(\vec{r}) \rangle &= \langle \frac{1}{S^2} \int \frac{\partial \phi}{\partial x}(\vec{u}) \Pi(-\vec{u}) du \\ &\quad \times \int \frac{\partial \phi}{\partial x}(\vec{v}) \Pi(\vec{r} - \vec{v}) dv \rangle \\ \langle s_x(\vec{0}) s_x(\vec{r}) \rangle &= \frac{1}{S^2} \int \int \langle \frac{\partial \phi}{\partial x}(\vec{u}) \frac{\partial \phi}{\partial x}(\vec{v}) \rangle \\ &\quad \times \Pi(-\vec{u}) \Pi(\vec{r} - \vec{v}) d\vec{u} d\vec{v} \end{aligned}$$

Roddier 1981 [20] give the expression leading to the phase structure function D_ϕ by:

$$\langle \frac{\partial \phi}{\partial x}(\vec{u}) \frac{\partial \phi}{\partial x}(\vec{v}) \rangle = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D_\phi}{\partial x^2}(\vec{u} - \vec{v})$$

By replacing we have:

$$\begin{aligned} \langle s_x(\vec{0}) s_x(\vec{r}) \rangle &= -\frac{1}{2} \frac{1}{S^2} \int \int \frac{\partial^2 D_\phi}{\partial x^2}(\vec{u} - \vec{v}) \\ &\quad \times \Pi(-\vec{u}) \Pi(\vec{r} - \vec{v}) d\vec{u} d\vec{v} \\ \langle s_x(\vec{0}) s_x(\vec{r}) \rangle &= -\frac{1}{2} \frac{1}{S^2} \left(\frac{\partial^2 D_\phi}{\partial x^2} \otimes \Pi \otimes \Pi \right) (\vec{r}) \end{aligned}$$

Where \otimes denotes the product of convolution.

The same expression in the Fourier domain ($\mathcal{F}(f)$ denotes Fourier transform of the function f) will give:

$$\mathcal{F}(\langle s_x s_x \rangle) \propto \mathcal{F} \left(\frac{\partial^2 D_\phi}{\partial x^2} \right) \times \mathcal{F}(\Pi) \times \mathcal{F}(\Pi) \quad (15)$$

With the Kolmogorov hypothesis and an infinite outerscale the phase power spectral density is the Fourier transform of the structure function D_ϕ :

$$\Phi_\phi(\vec{k}) = (0.023/r_0^{5/3}) \|\vec{k}\|^{-11/3} \quad (16)$$

By considering that derivatives translates in the Fourier domain into frequency multiplications we can write:

$$\mathcal{F}(\langle s_x s_x \rangle) \propto \Phi_\phi(\vec{k}) \times (2i\pi k_x)^2 \times \tilde{\Pi}(\vec{k}) \times \tilde{\Pi}(\vec{k}) \quad (17)$$

where k_x is the conjugate Fourier variable of x and $\tilde{\Pi} = \mathcal{F}(\Pi)$. We can write the final expression of the covariance between slopes along x of 2 subapertures separated by \vec{r} . In the Fourier domain, it leads to:

$$\mathcal{F}(\langle s_x s_x \rangle) \propto k_x^2 \times r_0^{-5/3} \|\vec{k}\|^{-11/3} \times \tilde{\Pi}(\vec{k}) \times \tilde{\Pi}(\vec{k}) \quad (18)$$

Relations are the same for crossed correlations between slopes along x and y directions, just replacing k_x by k_y , the conjugate variable of y . Of course, we can possibly re-write the expression of the structure function to take into account a finite outer scale L_0 to model a Von Karman spectrum. Figure 2 show an example of a covariance map between x slopes of a SH computed with Equation 18.

The slope covariance spectrum is zero for $k_x = 0$ with a large extension along the k_x axis. In the corresponding covariance maps we observe a larger correlation of x slopes along the y axis than x axis as expected [21].

We can also compute the covariance of slopes between 2 different SH. The position of the correlation is shifted by an amount $h.\alpha$, depending the position of the altitude layer h and the pointing direction α . An example of correlation map between 2 SH for 2 different altitude layers is shown in Figure 3. Moreover, considering that the contribution of the perturbation is independent in each layer, we can compute the covariance map with multiple layers by adding the individual contribution of the covariance map for each layer.

The useful covariance matrix for the tomographic reconstruction is deduced by rearranging the coefficients of the covariance maps presented in Figs. 2 and 3. SH subapertures are numbered from the top left to the bottom right of the pupil. With the knowledge of their positions in the pupil we can compute the relative shift in x and y direction for each pair of subapertures. An example of computation of the covariance matrix in y from the covariance map is presented Figure 4. In the covariance matrix there are a number of pairs of subapertures having the same covariance value for a given subaperture shift vector (in black arrow Fig. 4). Hence the symmetry observed in the covariance matrix (white arrows).

An example of theoretical computation of the covariance matrix between 3 different Shack-Hartmann is shown Figure 5. We observe in C_{OffOff} a number of symmetry to the pairs of subapertures having the same covariance value for the same pupil shift and to the different altitudes of the atmospheric layers. We observe a lot of redundancies in this matrix which can help for the identification of the atmospheric parameters.

D. Examples of tomography procedures in open loop

We have presented in Section 4 how to retrieve the tomographic reconstructor directly from the open-loop *on-sky* measurements of the instrument. In Section C we described how to link theoretically the measured covariances of wavefront slopes to the turbulence profile and others geometric parameters (Equation 18).

Now, 3 strategies can be followed, each described by the 3 next sections.

1. The Learn and Apply (*L&A*) algorithm.

The solution of the tomographic problem is given by Equation 13 but we still have to solve 2 main points to be implemented in a real system.

The tomographic reconstructor can be computed from the on-sky measured covariance matrices without any model at all *but* only when an infinite time sequence from both on-axis and off-axis WFS is provided. Of course, in the real world, we are limited by the statistical convergence of the estimated covariance matrices.

Secondly, the 2 covariances matrices C_{OnOff} and C_{OffOff} are needed to compute the tomographic reconstructor. Off-axis slopes are always provided so that we can compute easily at any time, the C_{OffOff} matrix. However, during a real observation run, the on-axis slopes, provided by a central WFS, are usually not available to compute the C_{OnOff} matrix. We can only compute half a tomographic reconstructor. To overcome these 2 problems we have to introduce a Kolmogorov (or eventually Von Karman) atmospheric model *a priori*.

Solving statistical convergence problem Using the theoretical expression given by Equation 18, we can fit the *on-sky* measured covariance matrices with several parameters:

1. for the turbulence strength: essentially r_0 for each layer and the outer scale L_0 .
2. for the geometric configuration: altitude h for each layer and pointing directions for each WFS.
3. and eventually, for registration parameters: x, y, z, θ, G (see section 1)

We have used a Levenberg-Marquardt fitting algorithm [22] to retrieve the parameters from the raw measured data (the estimated C_{OffOff} matrix only or eventually both estimated C_{OffOff} and C_{OnOff} matrices) and their theoretical expressions given by Eq. 18. This method allows us to retrieve the parameters (turbulence profile, geometric configuration and calibration coefficients) with only few seconds of recorded data. We use them to compute the true shape of the covariance C_{OffOff} matrix which solves the statistical convergence problem.

Presently the number of layers is not retrieved by the algorithm but chosen by user before the fitting procedure. An example of retrieved parameters for a 1 layer configuration and 3 off-axis NGS WFS is presented in Table 1. Figure 6 shows the raw and fitted C_{OffOff} covariance matrix. The simulated telescope is a 8m. The error is 6% on altitude, 5% in the WFS positions and 10% on r_0 . L_0 is usually difficult to retrieve. These retrieved parameters are used to compute both C_{OffOff} and C_{OnOff} fitted matrices (Fig. 6) and finally the tomographic reconstructor W . In a real experiment, we will have to test different number of layers in order to find the best fit of the measured covariance matrices. In case of noisy slopes, we are able to fit the noise covariance matrix from the C_{OffOff} taking advantage of the redundancy of the data. This matrix is also useful to regularise the tomographic reconstructor.

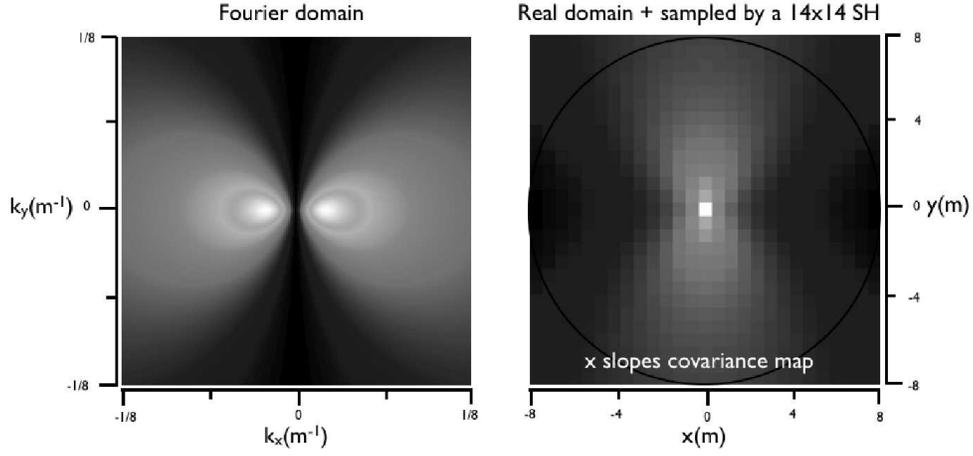


Fig. 2. Left: Fourier domain covariance map between the x slopes of a Shack-Hartmann computed from Equation 18. Right: Covariance map of x slopes in the real domain sampled for a 14×14 subaperture ($r = [-14d_{ssp}, +14d_{ssp}]$) where d_{ssp} is the pitch of the subapertures (and the size).

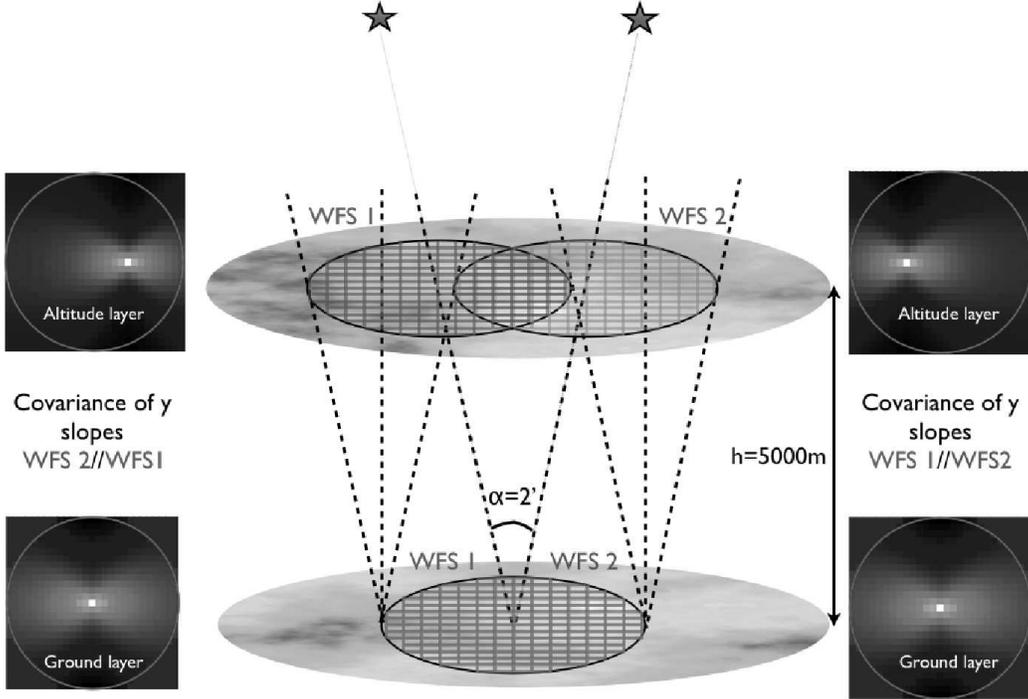


Fig. 3. Example of covariance map of y slopes between 2 SH with an atmospheric layer at 2 different altitudes (0m and 5000m) for an angle $\alpha = 2'$ between 2 guide stars.

Parameters	r_0	Altitude	L_0	WFS Positions
Initial	10cm	8000m	50m	(30", 15", 25")
Retrieved	11cm	7500m	75m	(28.5", 14", 23.8")
Relative error	10%	6%	50%	5%

Table 1. Parameters retrieved with 10000 slopes. The number of layers is not deduced by the algorithm. No calibration parameters injected

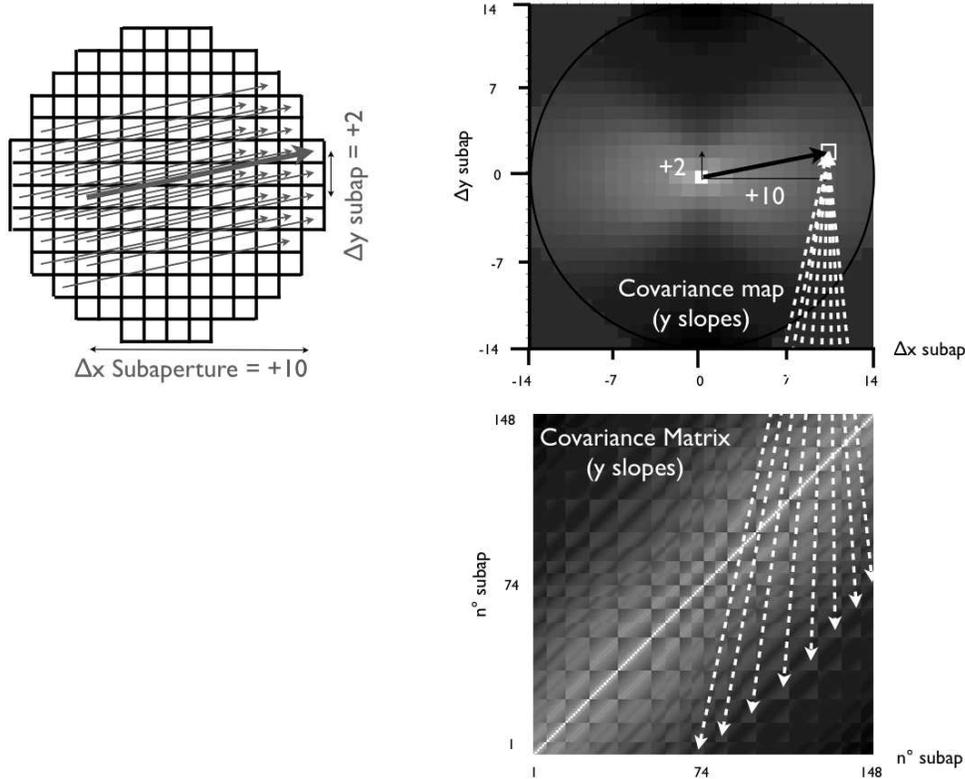


Fig. 4. Top left: Are represented in black plain arrows all the subapertures pairs with the same shift in the pupil of +10 in the x direction and +2 in the y direction with a 14×14 SH. Top right: covariance map for the y slopes. Bottom right: Associated covariance matrix of y slopes (148 subapertures).

This new procedure allows us to measure all the parameters that need to be taken into account in a tomographic problem. The turbulence profile, geometric and calibration parameters are outputs of our algorithm. We called it the Learn & Apply (L&A) algorithm. The L&A procedure has the advantage to measure, *on-sky*, the tomographic reconstructor without using any external *a priori* from the turbulence profile. It transforms the instrument as a huge SLODAR [23]. It also takes into account the instrumental deviations because directly measured from the open-loop WFS measurements. The computed tomographic reconstructor fits exactly the instrument behaviour. Notice that because the typical variation scale of the atmospheric parameters (seeing, L_0 , C_n^2) is few minutes or more, the retrieval algorithm does not need to be implemented in the Real Time Computer (RTC) but only as a monitoring tool in the AO supervisor computer.

Without data from central sensor The C_{OnOff} matrix behaves as a projector. We can compute the real shape of this matrix only by using the deduced turbulence parameters from the C_{OffOff} raw matrix and adding the knowledge of the target position. In this case this last parameter is the only one not retrieved from the data. This way, we don't need the on-axis data to com-

pute the tomographic reconstructor W during the real observation.

Note that to calibrate the registration parameters linked to the central WFS, a dedicated measurement run can be performed on chosen guide stars before the observation run.

2. *Using covariance matrices in a classical scheme:* Apply only

Previous section presented the principle of the "Learn & Apply" algorithm. It uses the instrument data to retrieve the parameters needed to compute the 2 covariance matrices and finally the tomographic reconstructor.

Although the advantage of the L&A method is to free from an external turbulence profiler (and consequently to be autonomous), we can still use this external *a priori* to compute the 2 covariances matrices and finally the tomographic reconstructor. The external profile given by any $C_n^2(h)$ profiler can be used as an input to compute the slopes covariance matrix in the tomographic reconstructor.

In this case the algorithm "applies only" the given parameters. It is closer to a classical approach: the turbulence profile measurement is deduced thanks to an external system and is used as an input to a model in charge to the on-axis prediction. Such algorithm has to modelize

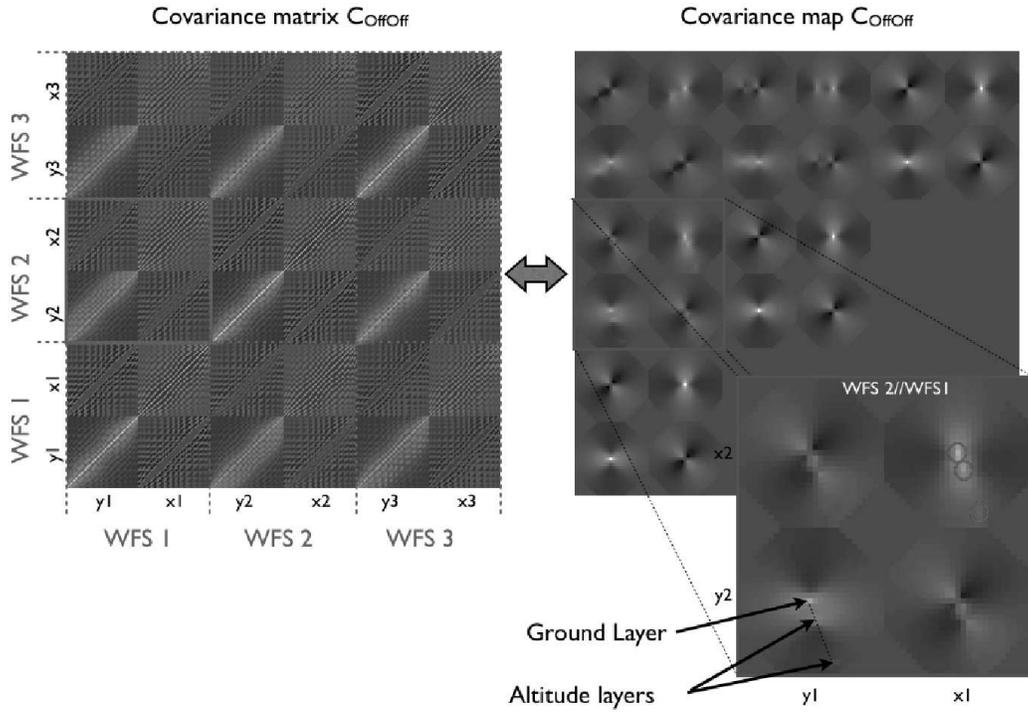


Fig. 5. Left: Covariance matrix C_{OffOff} between three 14×14 subapertures Shack-Hartmann. Conditions: 3 layers placed at 0, 3000 and 10000m of relative strength 0.5, 0.35 and 0.15. The simulated telescope is a 8m. Right: Equivalent covariance map with a close up of the WFS 2 versus WFS 1 covariance map.

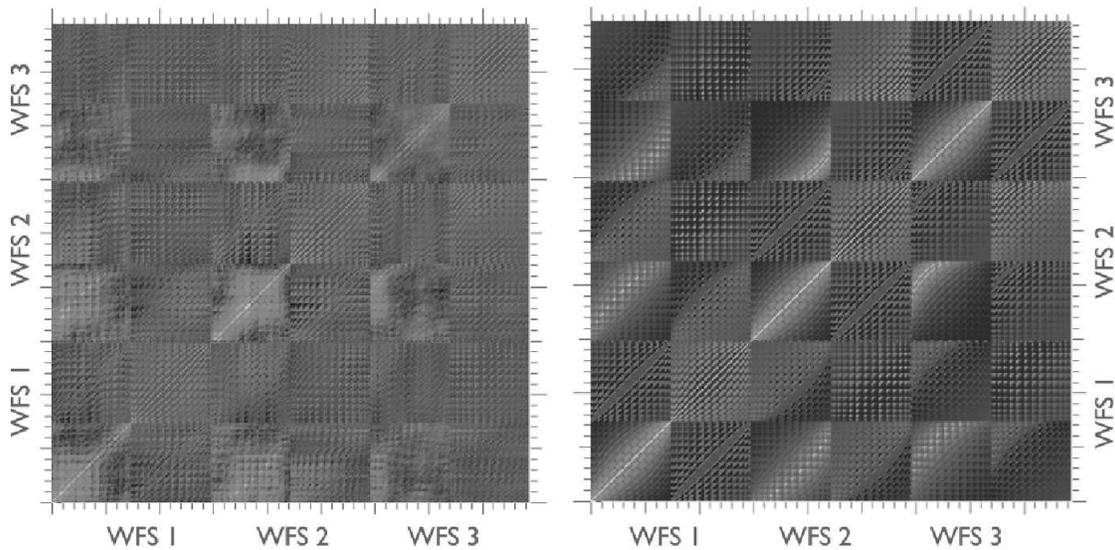


Fig. 6. Left: Raw C_{OffOff} covariance matrix between the 3 off-axis SH computed with 10000 open loop slopes. Right: Fitted covariance matrix with retrieved parameters (see Table 1).

the entire system extremely precisely. We think that it can be very difficult to implement such an approach for MOAO since the WFS and DM work in open loop and are on separated optical train.

3. Retrieving turbulence profile from instrument data: Learn only

In this strategy, we use the open-loop slopes to retrieve, in particular, the turbulence profile. These output parameters may be used for an other tomography algorithm. We transform the instrument into a SLODAR. The sensitivity in altitude of our algorithm is around 500m for a 8m telescope and 30" off-axis guide stars. We can estimate the sensitivity provided by a MOAO system on a 42m telescope and 2.5' off-axis guide stars: it will be the order of 100! It is exactly what is required in terms of resolution to minimize the tomographic reconstruction error in such a system [24]. This instrument will be the best turbulent profiler ever imagined.

3. Numerical simulation

A. Simulation parameters

We performed tomography simulations in the framework of CANARY to be installed at the WHT (D=4.2m). We want to simulate the 2 scenarii: "Learn & Apply" and "Apply only" respectively described in section 1 and 2 to predict their performance on CANARY. We also want to evaluate the difference in performance of our method and the classical close loop AO.

We used the open source interpreted programming language called Yorick [25] with the Adaptive Optics simulation tool called YAO [26] (Yorick Adaptive Optics) developed by F.Rigaut to perform our simulations. YAO is a Monte-Carlo AO simulation tool and uses a number of custom developed functions to simulate wavefront sensor(s), deformable mirror(s) and many other aspects of an AO loop.

We simulated three off-axis 7×7 SH WFS plus a fourth one in the target direction that simulates the central sensor. There are 16×16 pixels per subaperture and the Read Out Noise (RON) of the detector is 0.1 electrons (EMCCD). The delay in the loop is put at 2 frames as in conventional AO system using CCD. The temporal gain of the integrator is set to 0.6. Correction in the target direction is made by a 8 × 8 low order piezostack-type DM working in open-loop and conjugated to the telescope pupil.

1. Atmospheric conditions

We simulated 3 atmospheric conditions that we call good, median and bad derived from the observed conditions at La Palma observatory. We also added a fourth condition which is the median condition in which we lowered the highest altitude layer from 13500m to 8000m. Table 2 summarizes the simulated turbulence conditions.

2. Asterism configuration

We have searched for NGS asterisms using the Tycho 2 catalog. Among the results, we have selected a particular one that will be observed with CANARY. This test asterism is presented in figure 9. It has been selected because three NGS are used for the open-loop wavefront sensing (noted 1, 2 and 3 in Figure 9). The MOAO correction is checked thanks to the central sensor (noted C on figure 9). Notice that wavefront sensors detectors will limit the wavefront sensing to stars brighter than magnitude 13 in V band (< 12 for a good signal to noise ratio).

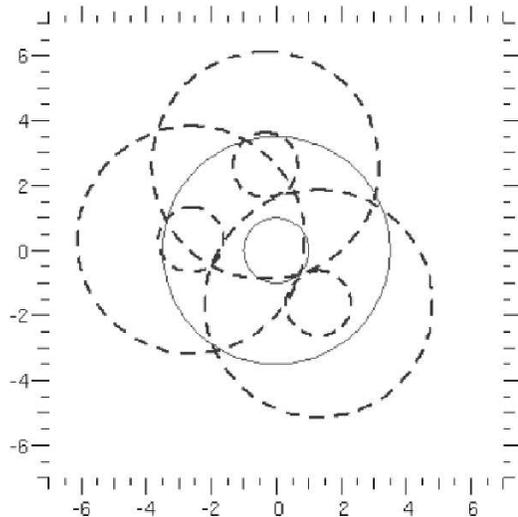


Fig. 7. WFS pupils footprints at highest altitude for the test asterism configuration. The 3 off-axis WFS are represented in dashed line and the central WFS in plain line (pupil separation 37%). Central obstruction is represented by the inner circles.

Figures 7 and 8 illustrates the pupils positions for the test asterism configuration projected at 2 different altitudes (13500m and 8000m). The asterism gives a maximum pupil separation at 13500m (highest layer in median conditions) with respect to the central star of 37% of the pupil diameter. This separation is relatively large, for comparison, on the E-ELT with a 5' field of view required for EAGLE (2.5' in radius) the pupil separation at the same altitude is 23%. The modified median condition is the closest configuration (22% pupil separation) to be compared to a tomography reconstruction on the E-ELT. Central obstruction at the WHT is 30% (also 30% for the E-ELT).

3. Simulation cases

For comparison we simulated the Strehl Ratios (SR) at $\lambda = 1.65\mu\text{m}$ (H band) for 4 atmospheric conditions and 5 AO cases listed hereafter:

1. **Off-axis Single Conjugate AO (SCAO)**. The first test is to close the loop on WFS 1 and measure

Layers	Bad	Median	Good	Modified Median
1	15500m/25m.s ⁻¹ (0.05)	13500m/20m.s ⁻¹ (0.1)	15500m/20m.s ⁻¹ (0.1)	8000m/20m.s ⁻¹ (0.1)
2	10000m/17.5m.s ⁻¹ (0.1)	4000m/15m.s ⁻¹ (0.3)	10000m/15m.s ⁻¹ (0.1)	4000m/15m.s ⁻¹ (0.3)
3	6500m/15m.s ⁻¹ (0.05)	2500m/12.5m.s ⁻¹ (0.15)	4000m/12.5m.s ⁻¹ (0.15)	2500m/12.5m.s ⁻¹ (0.15)
4	0m/10m.s ⁻¹ (0.8)	0m/7.5m.s ⁻¹ (0.45)	0m/7.5m.s ⁻¹ (0.65)	0m/7.5m.s ⁻¹ (0.45)
Seeing (")	1.02	0.7	0.51	0.7

Table 2. Atmospheric simulation parameters. Are respectively represented for each of the conditions, the altitude layer in meter, the layer wind speed in meter per second and the layer strength expressed in percent of the total perturbation.

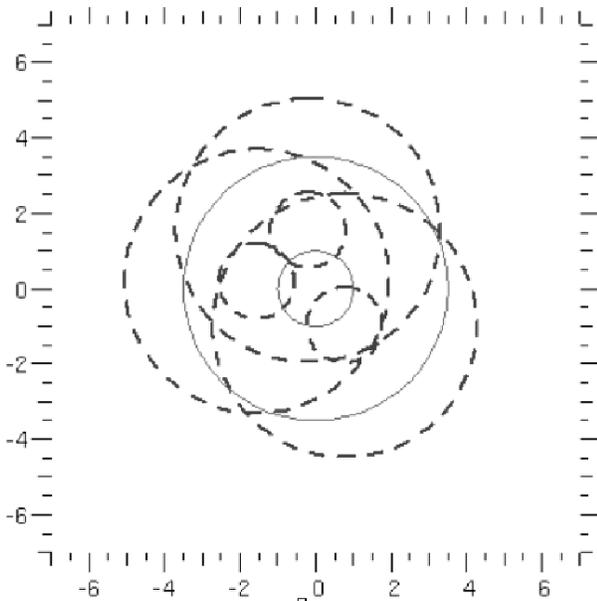


Fig. 8. Highest layer lowered to 8000m (modified median conditions). Pupil separation is 22%.

the correction provided towards the central (target) direction so that we measure the anisoplanatism effect. Correction is checked using the central WFS C.

- On-axis SCAO.** The second case is to close the loop on the central star on a classical Single Conjugate Adaptive Optics (SCAO) and gives the best correction that is able to reach for a given turbulence condition.
- Ground Layer AO (GLAO).** The third case is to use the 3 off-axis WFS (placed at positions 1, 2 and 3 in Figure 9) and the DM conjugated at the pupil plane to perform a GLAO correction [27]. This case gives the performance reachable with the simplest method consisting in averaging all the off-axis measurements.
- MOAO (Apply only).** The fourth case is to use our algorithm using, as an input, an *a priori* on the turbulence profile. We consider here a perfect knowledge of the turbulence profile. It gives the best per-

formance of the tomographic reconstruction reachable in mode *Apply only* (presented Section 2).

- MOAO (Learn & Apply)** The fifth case is to use the L&A algorithm right like in a real experimental context, i.e in such a way that it learns the reconstructor in a self-reliant mode (see Section 1). It uses 30 seconds of open-loop recordings obtained with off-axis and central WFS. No *a priori* from the turbulence profile is injected but only the number of layers and the algorithm retrieves the tomographic reconstructor directly from the on-sky measurements by fitting all the parameters with the Levenberg-Marquardt minimization algorithm.

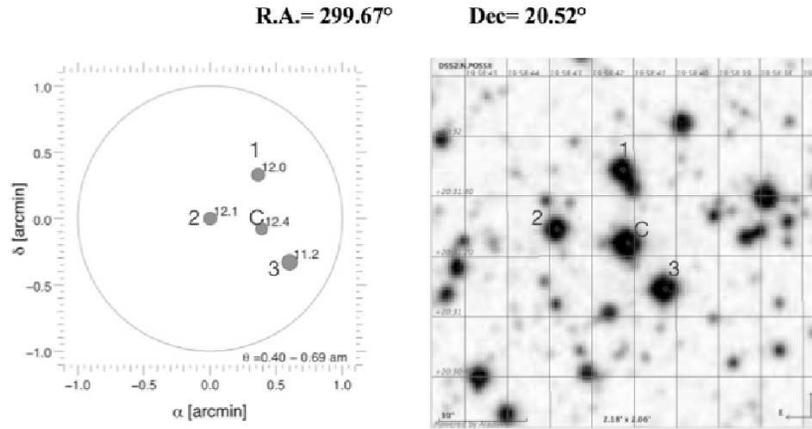
B. Simulation results

The first simulation results are for: Section 1 with an infinite signal to noise ratio (SNR), Section 2 with a finite signal to noise ratio taking into account the NGS magnitude and noise specifications of CANARY. Finally, we present in Section 3 the results obtained with different guide stars angular separations in a triangle geometry configuration.

1. Case without noise

Table 3 summarizes the results without noise for each of the 5 AO simulated cases and the 4 atmospheric conditions. The first line (Off-axis SCAO) is directly affected by the anisoplanatism effect and represents the worst correction possible. For the median condition (seeing 0.7"), closing the loop on WFS 1 gives a 9.2% SR to the central direction C. The second line (On-axis SCAO) gives the best correction reachable in the central direction. This scheme gives 64.8% SR for the median conditions.

Between this 2 values we find the performance of others multi-analysis AO solutions. The GLAO scheme is the simplest way to perform a correction using off-axis WFS. A basic average of the off-axis measurements gives a 32.7% SR for median conditions. The "Apply Only" scenario represents the best performance reachable with a method based on covariance matrices when using a perfect model of the atmospheric layers. This scenario leads to a 52.3% SR. The tomographic reconstruction of the altitude layers allows to gain 20% of SR compared to the GLAO case.



	Central	WFS 1	WFS 2	WFS 3
Coordinates (from central WFS)	(0",0")	(-3",24")	(-24",3")	(12",15")
Separation (from central WFS)	0"	24"	24"	19"
Magnitude (V band)	12.4	12.0	12.1	11.2

Fig. 9. *Test asterism parameters*

Turbulence conditions	bad	median	good	modified median
Off-axis SCAO	3.9%	9.2%	15.1%	11.2%
On-axis SCAO	44.9%	64.8%	76.6%	64.8%
GLAO	13.3%	32.7%	40.7%	32.7%
MOAO (Apply only)	30.2%	52.3%	60.1%	61.1%
MOAO (Learn & Apply)	22.2%	45.6%	50.1%	56.5%
Pupils shifts	43%	37%	43%	22%
Seeing (")	1.02	0.7	0.51	0.7

Table 3. *CANARY's predicted performance on the test asterism for the 4 different turbulence conditions. Strehl Ratios (SR) are computed without noise in the WFS measurements.*

The *Learn&Apply* scenario adds the error measurement of the atmospheric parameters and the estimation of the tomographic reconstructor directly retrieved from the on-sky measurements and gives a 45.6% SR. The loss from the known parameters ("Apply Only" scenario SR=52.3%) is mainly due to the difficulty to retrieve the highest layer from the data in this unfavorable geometric configuration. Indeed, the highest altitude is retrieved at $\approx 9300\text{m}$ instead of its real position of 13500m (31% error). Others layers are retrieved at a precision of 15%. The r_0 values are retrieved for each of the 4 layers at a 10% precision except for the highest altitude layer where the error increases at 30%.

A closer geometric case to the EAGLE instrument on the E-ELT is given by the SR simulated for the modified median atmospheric conditions. In this case the correction given by the tomography reconstruction is very close to the SCAO scheme: 61.1% using a perfect *a priori*. The L&A reconstruction without *a priori* gives an excellent 56.5% SR (only less than 10% of SR error compared to the SCAO scheme). The highest layer is now retrieved at a 10% precision in altitude.

2. Case with noise

Table 4 summarizes the predicted performance on the same asterism taking into account the foreseen SNR on the 3 off-axis NGS (NGS magnitude detailed in Figure 9). For the SCAO and GLAO cases, the temporal loop gain is put at 0.6. In the MOAO cases ("Apply Only" and "Learn & Apply") the gain is unitary.

For the median/modified median conditions, the simulated SR with off-axis SCAO (anisoplanatism effect from WFS 1) leads to 9%, 0.2% less than the case without noise. The SCAO scheme leads to 49.3%. The loss is roughly 15% compared to the case without noise. This is because the loop is closed to the faintest star of the asterism: magnitude 12.4 which is the lowest limit for wave-front sensing on CANARY. The GLAO correction gives a 27.1% SR (6% loss). The "Apply only" scenario using a perfect knowledge from the turbulence profile gives 43%, less than 10% of loss mainly due to wave-front sensing on 2 NGS fainter than magnitude 12. The SR reach up to 50% for the modified median conditions due to a more favorable geometry configuration.

The L&A without *a priori* gives a 36.3% SR for the

Turbulence conditions	bad	median	good	modified median
Off-axis SCAO	3.8%	9%	14.6%	10.9%
On-axis SCAO	24.1%	49.3%	56.2%	49.3%
GLAO	10.8%	27.1%	35.1%	27.1%
MOAO (Apply only)	20.9%	43.0%	52.5%	50.7%
MOAO (Learn & Apply)	11.1%	36.3%	44.0%	48.4%
Pupils shifts	43%	37%	43%	22%
Seeing (")	1.02	0.7	0.51	0.7

Table 4. *CANARY's* predicted performance on the test asterism for 4 different turbulence conditions. S/N ratio is taken into account from real magnitude of the 3 + 1 NGS (details in Figure 9). Loop control gain is put at 0.6 (no optimal gain optimization) for SCAO and GLAO and 1 for MOAO. Diffractive SH is also simulated.

median conditions. The loss from the known parameters (43%) is still mainly due to the difficulty to retrieve the highest layer from the data. For the modified median conditions the L&A algorithm achieves very good performance (48.4%) close to the "Apply Only" scenario.

3. Performance in the field

Figure 10 shows the SR evolution as a function of the guide star separation and considering the measurements at infinite SNR. The median atmospheric conditions are used but the 3 NGS are positioned in a triangle geometry at equidistance from the central direction (overlap in altitude is better than the test asterism case).

The plain curve with circles represents the Off-axis SCAO performance as the guide star gets further from the central direction (on-axis SCAO at 0" separation). The performance decrease quickly at less than 30% of SR at 10" separation and is around 12% at 20".

The plain curve with squares represents the GLAO correction performance. The SR remains up to 50% until 15" and decreases below 30% of SR at around 25" (equivalent to a pupil separation of 38%).

The plain line with triangles represents the tomographic reconstruction using the MOAO "Apply only" scenario using a perfect knowledge of the turbulence profile. The performance decreases slowly and remains up to 50% SR until 25" separation thanks to the good reconstruction of the altitude layer. The performance at 30" (46% pupil separation) is 44% SR to be compared to the GLAO correction that gives 24% and off-axis SCAO 9%.

The performance of the "Learn & Apply" method represented with dashed line and diamonds is typically a few percents lower than the "Apply only" scenario and leads to a 39% SR at 30". This few percent SR loss is due to the limited capacity of the algorithm to retrieve the good position of the high altitude layers (unknown C_n^2 profile).

C. Discussion

The results presented Sections 1, 2 and 3 illustrates the potential of the L&A algorithm that is able to retrieve the turbulence profile from the WFS data and compute the optimized tomographic reconstructor. With a

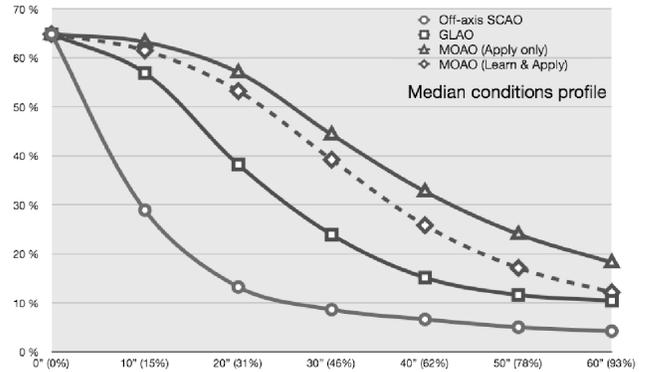


Fig. 10. *Strehl ratio (SR) versus guide star separation (radius in arc seconds " or equivalent pupil separation in % at 13500m altitude). 3 Natural Guide Stars positioned in a triangle geometry are used for wavefront sensing. No noise (infinite S/N ratio). Median atmospheric conditions at La Palma are used (seeing = 0.7").*

reasonable pupil separation ($< 30\%$), the loss of performance between the on-axis SCAO and MOAO Learn & Apply scheme is less than 10% of SR (see Table 3 at modified median conditions column). It is extremely encouraging since this 2 scenarii are fundamentally different (close-loop for the first, open-loop + tomography prediction for the second). Notice also that one of the main advantage of the L&A scheme, i.e to calibrate the instrument deviations, is not simulated here.

Nevertheless, it can be difficult to retrieve the position of the highest layers from the data if the pupil separation becomes larger than 45% especially with only 3 off-axis WFS. We typically loose 10% percents of SR compared to the performance with the "Apply only" scenario including a perfect knowledge of the C_n^2 profile. However thanks to the 10 times larger pupil size, we will be in a much more favorable case on a E-ELT (for EAGLE) than on the WHT (for CANARY) in terms of pupils separations.

4. Experimental validation

SESAME is a multi-purpose bench for research and development in adaptive optics. We use it to simulate multi-wavefront sensing AO concepts for the future ELTs.

The goal of the experiment is to simulate the CANARY instrument with a MOAO correction using the open-loop control and the Learn & Apply scenario described Section 1. We also want to compare the Point Spread Function (PSF) between the SCAO and MOAO schemes to validate experimentally the L&A algorithm.

A. Experimental set-up

Figure 11 illustrates the tested MOAO experiment at the SESAME bench. We simulate a 4m telescope. We use a Kolmogorov phase screen plate [28] to simulate a single turbulent layer in altitude. We work at a visible wavelength of $\lambda = 630nm$. At this wavelength we have $D/r_0 = 12.8$ and the uncorrected wavefront is 800nm rms. The image we get on the imaging camera at $\lambda = 630nm$ is equivalent to a J-Band correction with a $0.94''$ seeing in V Band. We measure the off-axis and on-axis turbulence using 4 SH WFS with 14×14 subapertures.

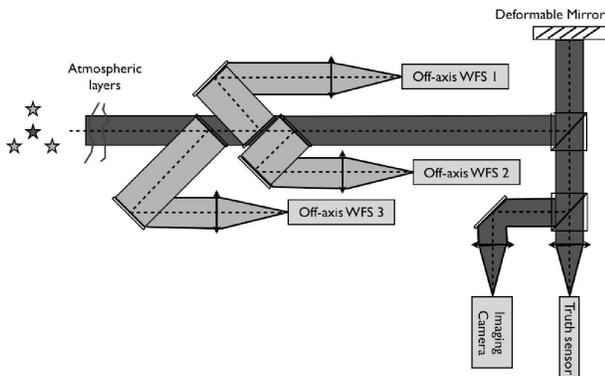


Fig. 11. *Experimental set-up in a typical MOAO scheme.*

The asterism radius is $30''$ and the layer is placed at an altitude of 9000m where the pupil shift between the off-axis WFS and the on-axis WFS is $\Delta_{pup} = 31\%$. The 3 off-axis WFS work in open-loop and provide the L&A algorithm in charge of predicting the on-axis wavefront. The correction is made using the 8×8 actuator (52 used) deformable mirror of CANARY controlled in open-loop. The DM is a piezostack actuator mirror and we characterized its typical open-loop error at 6% of the compensated wavefront amplitude of 800 nm rms. It represents in the experiment an open loop error of 48nm rms. The equivalent fitting error is 85nm rms for the turbulence conditions ($D/r_0 = 12.8$). The wavefront correction is checked thanks to the central sensor placed after the DM. The central sensor can also be used in a close loop scheme to compare the performance with the MOAO scheme. An imaging camera records the on-axis PSF. Noise measurement for the chosen brightness of sources

is typically smaller than 10nm rms for each WFS. We are in very good SNR conditions.

B. Experimental conditions

The SESAME bench does not work in real time. The turbulence movement is synchronized with the WFS exposure by moving step by step the phase screen. This way, the turbulence is frozen during the exposure time so that there is no temporal error in the experiment. As we want to simulate a sampling frequency of 300Hz with a wind speed of $10m.s^{-1}$, we move the phase screen by an amount of 0.008 pupil diameter ($10m.s^{-1}/(4.2m \times 300Hz)$) for each WFS frame. We simultaneously record 1000 individual frames taken by the imaging camera and summed numerically them to perform a 3.33 seconds exposure.

The interaction matrix on the DM is measured using the central sensor. The command matrix is computed by inverting the interaction matrix with a singular value decomposition (5 modes filtered on 52).

The experimental SR is measured by comparing the maximum of the experimental PSF after background subtraction to the maximum of the Airy pattern. The Airy pattern is computed from the measurement of the Optical Transfer Function (OTF) cut-off frequency from uncorrected turbulence short exposure images. The Airy pattern is then computed from square modulus of Fourier transform of the theoretical the pupil function of the system. The error on the estimated cut-off frequency on the experimental OTF gives a $\pm 3\%$ SR error.

C. Experimental results

Figure 12 presents the wave-front error in microns as a function of the WFS frame numbers. For the sake of clarity, only the first 200 draw numbers of the 1000 recorded are shown here, representing 0.66 seconds at 300Hz.

First, we measured the uncorrected turbulence wavefront error (WFE) represented by the plain grey curve in figure 12 as measured by the central WFS. The uncorrected turbulence average WFE on 1000 frames is 650nm rms. The uncorrected long exposure PSF, equivalent to a 3.33 seconds exposure is shown in Figure 13 and has a 1% SR and actually represents the seeing pattern.

In second we performed a closed loop correction using the central sensor. For a given position of the phase screen, we iterate 7 times with a loop gain of 0.6 and 3 times with a gain of 0.1 to perform the best closed loop correction possible. The residual wavefront error after the SCAO correction is represented in black plain line in Figure 12. The mean wfe value on the considered 1000 frames is 95nm rms. This value includes the fitting error, aliasing, the calibrations errors (in close loop scheme). The long exposure PSF in SCAO is shown in Figure 14 and the measured SR is 39%.

In third, we performed a full MOAO correction using the L&A scenario (see section 1). The experiment is splitted in 2 steps. The first step is to record on the first 1000 phase screen positions the open loop slopes

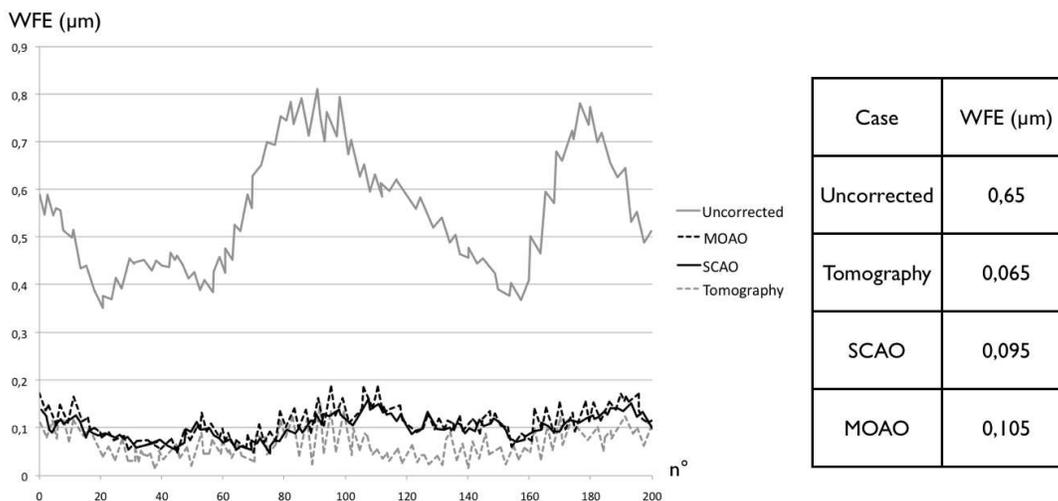


Fig. 12. Wavefront error (*wfe*) in μm rms as a function of the frame number for only the first 200 frames. Grey plain curve: uncorrected *wfe*. Black plain curve: wavefront error after the SCAO correction. Grey dashed curve: Tomography wavefront error. Black grey curve: wavefront error after MOAO correction

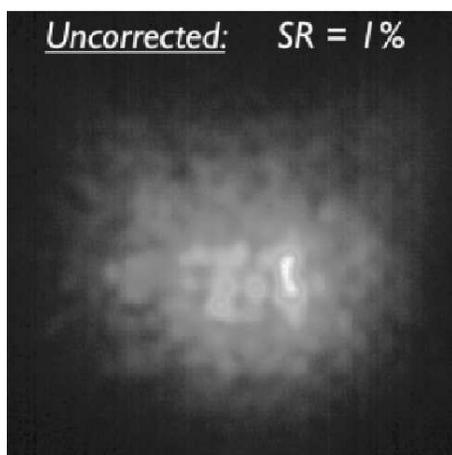


Fig. 13. 3.33 seconds equivalent uncorrected long exposure PSF with $D/r_0 = 12.8$.

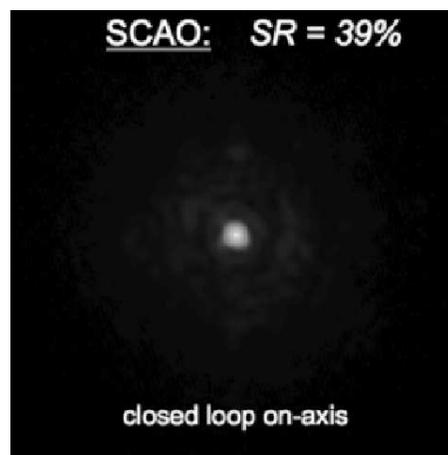


Fig. 14. SCAO correction using a 8×8 (52 used) deformable mirror.

to retrieve and compute the tomographic reconstructor. We learn the parameters using the off and on-axis WFS slope covariances to calibrate both C_{OffOff} and C_{OnOff} matrices. The second step is to test the learned reconstructor on the next 1000 phase screen positions.

We can compare the on-axis wavefront prediction provided by the L&A algorithm and the real wavefront to correct measured by the central sensor before the DM correction. The grey dashed curve in Figure 12 represents this residual tomography wavefront error. The mean tomographic *wfe* on the 1000 tested frames is 65nm rms.

The black dashed curve represents the residual wavefront error after the DM open-loop correction. The mean value is 105nm rms value and is typically 10nm to 20nm higher than the SCAO correction (black plain). Notice

that this value includes all the typical MOAO error budget (fitting error, tomography error, open-loop correction error, open-loop wave-front sensing error, aliasing...) except from the temporal error not simulated in the experiment (no frame delay between sensing and correction and the open loop gain is unitary). The long exposure PSF in MOAO scheme is presented in figure 15 and the measured SR is 35%.

The result of this experiment shows that the tomography prediction made by the L&A algorithm is not the limiting factor on the MOAO error budget. The Learn & Apply algorithm measuring the turbulence profile *and* also calibrating the misalignments of the instrument allows to minimize the overall budget error. The MOAO measured budget error is 105nm rms and remains very

close to the SCAO budget error 95nm rms and therefore, the long exposure SR (39% in SCAO, 35% in MOAO).

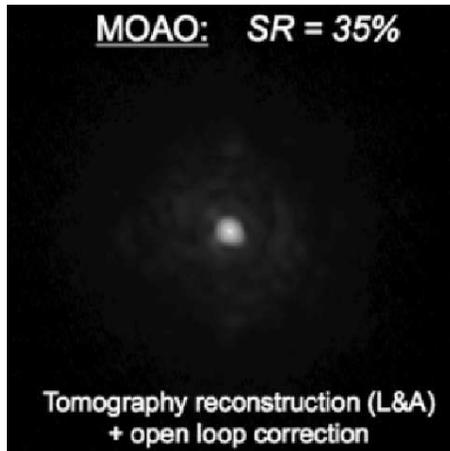


Fig. 15. MOAO correction with 3 off-axis open-loop WFS at 30'' from the target direction.

The close results between the MOAO and SCAO schemes validate experimentally the tomography reconstruction of the on-axis slopes and the use of the inverted interaction matrix between the DM and the central WFS in the on-axis target direction.

5. Conclusion

We propose a new approach for tomography in MOAO called Learn & Apply. This method allows us to fit the tomographic reconstructor on the turbulence conditions directly from the instrument measurements and also takes into account the registration between the off-axis WFS and on-axis deformable mirror.

We show that this tomographic reconstructor is the product of 2 covariance matrices. We propose a calibration method of these 2 covariance matrices on sky using bright stars for the off-axis and on-axis WFS. We alternatively propose to use the knowledge of the target direction in order to free from the on-axis measurements during the real observation and monitor all the parameters only using the off-axis WFS measurements.

We demonstrate that with a sequence of 10000 open loop slopes we are able to compute the real shape of the tomographic reconstructor by fitting tomographic parameters to the raw covariance matrices. Simulation results in the framework of the CANARY instrument show a very good performance of the L&A algorithm with only 10% SR difference between on-axis closed loop SCAO and MOAO schemes. This result is extremely encouraging since the 2 scenarii are fundamentally different (on-axis close loop for the first, tomography + open loop for the second).

We tested the L&A algorithm in laboratory. The experimental SR is 39% in SCAO and 35% in MOAO, validating experimentally the L&A approach.

The next step is to test the monitoring of the parameters only using the off-axis data in laboratory. We also plan to test temporal aspects in open loop and tomography operation using modal gain optimization. The L&A approach will be tested soon on sky with the CANARY instrument and we want to transpose this algorithm for application to the MOAO instrument for the E-ELT (EAGLE).

Acknowledgments

This work was supported by the French research agency ANR - program MAUI, the region Ile de France and was a part of the EAGLE phase A study and the CANARY program. EAGLE and CANARY are 2 projects gathering Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM), Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astronomie (LESIA), Galaxies Etoiles Physique et Instrumentation (GEPI) and Office National d'Etudes et Recherches Aérospatiales (ONERA) in France and Astronomy Technology Center (UK-ATC) and Durham University in UK.

References

1. R. G. Dekany, M. C. Britton, D. T. Gavel; B. L. Ellerbroek, G. Herriot, C. E. Max and J. P. Veran, "Adaptive optics requirements definition for TMT," Proc. SPIE **5490**, 879-890 (2004)
2. F. Hammer, F. Sayde, E. Gendron, T. Fusco, D. Burgarella, V. Cayatte, Vronique, J.M. Conan, F. Courbin, H. Flores, I. Guinouard, L. Jocou, A. Lanon, G. Monnet, M. Mouhcine, F. Rigaud, D. Rouan, G. Rousset, V. Buat and F. Zamkotsian, Frdric, "The FALCON Concept: Multi-Object Spectroscopy Combined with MCAO in Near-IR," in *Proceedings of the ESO Workshop Held in Garching, Germany*, 11-15 June 2001, Edited by J. Bergeron and G. Monnet. Springer-Verlag, (2002) p. 139
3. J.G. Cuby, S. Morris, I. Bryson, M. Lehnert, C. Evans, T. Fusco, P. Jagourel, R. Myers, G. Rousset, H. Schnetler, J.P. Amans, J. Allington-Smith, F. Assemat, S. Beard, F. Chemla, R. Content, N. Dipper, M. Ferrari, E. Gendron, J.L. Gimenez, P. Hastings, Z. Hubert, E. Hugot, P. Laporte, B. Leroux, F. Madec, B. Neichel, T. Morris, E. Prieto, M. Swinbank, G. Talbot, W. Taylor, F. Vidal, S. Vivs, P. Vola and M. Wells, "EAGLE: an MOAO fed multi-IFU in the NIR on the E-ELT," Proc. SPIE **7014**, 70141K-70141K-11 (2008)
4. R. Gilmozzi and J. Spyromillio, "The 42m European ELT: status," Proc. SPIE **7012** 701219-701219-10 (2008)
5. R.M. Myers, Z. Hubert, T.J. Morris, E. Gendron, N. Dipper, Kellerer, A.; S.J. Goodsell, G. Rousset, E. Younger, M. Marteaud, A. Basden, F. Chemla, D. Guzman, T. Fusco, D. Geng, B. Le Roux, M.A. Harrison, A.J. Longmore, L. Young, F. Vidal and A.H. Greenaway, "CANARY: the on-sky NGS/LGS MOAO demonstrator for EAGLE," Proc. SPIE **7015**, 70150E-70150E-9 (2008)
6. B. Le Roux, J.M. Conan, C. Kulcsr, H.F. Raynaud, L. Mugnier and T. Fusco, "Optimal control law for classical

- and multiconjugate adaptive optics”, J. Opt. Soc. Am. A, **Vol. 21**, 1261-1276 (2004)
7. D. Gavel, ”Tomography for multiconjugate adaptive optics systems using laser guide stars,” Proc SPIE **5490**, 1356-1373 (2004)
 8. C. Petit, J.M. Conan, C. Kulcsr, H.F. Raynaud, T. Fusco, J. Montri and D. Rabaud, ”First laboratory demonstration of closed-loop Kalman based optimal control for vibration filtering and simplified MCAO,” Proc SPIE **6272**,62721T (2006)
 9. C. Baranec, M. Lloyd-Hart, N. M. Milton, T. Stalcup, M. Snyder, R. Angel, ”Tomographic reconstruction of stellar wavefronts from multiple laser guide stars,” Proc SPIE **6272**, 627203 (2006)
 10. L. A. Poyneer, M. Troy, B. Macintosh and D. T. Gavel, ”Experimental validation of Fourier-transform wavefront reconstruction at the Palomar Observatory,” Optics Letters, **28** pp. 798-800 (2003).
 11. D. L. Fried, ”Anisoplanatism in Adaptive Optics,” J. Opt. Soc. Am. , *72*(1), 52-61 (1982)
 12. S. M. Ammons, L. Johnson, E.A. Laag, R. Kupke, D. Gavel, B. Bauman and C. Max, Claire, ”Integrated Laboratory Demonstrations of Multi-Object Adaptive Optics on a Simulated 10-Meter Telescope at Visible Wavelengths” submitted to PASP (2009)
 13. A. Costille, C. Petit, J.M. Conan, T. Fusco, C. Kulcsr and H.F. Raynaud, Henri-Francois, ”Optimization of MCAO performances: experimental results on ONERA laboratory MCAO bench” Proc SPIE **7015**, 701547-701547-10 (2008)
 14. V. Velur, R.C. Flicker, B.C. Platt, M.C. Britton, R.G. Dekany, M. Troy, J. E. Roberts, J. Shelton and J. Hickey, ”Multiple guide star tomography demonstration at Palomar observatory,” Proc SPIE **6272**, 62725C (2006).
 15. E. Marchetti, R. Brast, B. Delabre, R. Donaldson, E. Fedrigo, C. Frank, N. Hubin, J. Kolb, M. Le Louarn, J.L. Lizon, S. Oberti, F. Quirs-Pacheco, R. Reiss, J. Santos, S. Tordo, A. Baruffolo, P. Bagnara, A. Amorim and J. Lima,” MAD Star Oriented laboratory results for Ground layer and Multi-conjugate Adaptive Optics”, Proc SPIE **6272**, 62720O (2006)
 16. F. Vidal, E. Gendron, A. Sevin, G. Rousset and Z. Hubert, ”Tomographic reconstruction using the Learn and Apply algorithm”, Presented at SPIE conference in Marseille (2008)
 17. F. Vidal, E. Gendron, A. Sevin, A. Kellerer, G. Rousset, Z. Hubert, T. Fusco and R. Myers, ”Tomographic tests for MOAO on the SESAME bench”, Proc of the 1st AO4ELT conference held in Paris (2009)
 18. E. P. Wallner, ”Comparison of wave-front sensor configurations using optimal reconstruction and correction,” Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. 351, 42-53 (1982).
 19. C. Boyer, V. Michau and G. Rousset, ”Adaptive optics: interaction matrix measurements and real time control algorithms for the COME ON project,” Proc SPIE **1237**, 406-424. (1990)
 20. Roddier F., ”The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy”, Prog. Optics, **19**, p281 (1981)
 21. R. Avila, A. Ziad, J. Borgnino, F. Martin, A. Agabi, and A. Tokovinin, ”Theoretical spatiotemporal analysis of angle of arrival induced by atmospheric turbulence as observed with the grating scale monitor experiment ” J. Opt. Soc. Am. A **14** 3070-3082 (1997)
 22. D. Marquardt ”An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters,” J. Appl. Math. **11**, 431-441, (1963)
 23. R.W. Wilson,”SLODAR: measuring optical turbulence altitude with a Shack-Hartmann wavefront sensor”, Monthly Notice of the Royal Astronomical Society (MNRAS), Volume **337**, pp. 103-108. (2002)
 24. B. Neichel, T. Fusco and J.M. Conan, ”Tomographic reconstruction for Wide Field Adaptive Optics systems: Fourier domain analysis and fundamental limitations,” J. Opt. Soc. Am. A, *28*(1), p 219 (2008)
 25. <http://yorick.sourceforge.net>
 26. <http://maumae.net/yao/>
 27. F. Rigaut, ” Ground conjugate wide field adaptive optics for the ELTs” in *Beyond Conventional Adaptive optics*, Astronomical observatory of Padova (2001)
 28. J. Kolb, E. Marchetti, S. Tisserand, F. Franza, B. Delabre, F. Gont, R. Brast, S. Jacob and F. Reversat, ”MAPS, a turbulence simulator for MCAO, Proc SPIE **5490**, 794-804 (2004)

Résumé :

Une des priorités scientifiques justifiant la construction de télescopes géants (classe 30-50m) est l'étude des premières générations de galaxies situées à de très grands décalages vers le rouge ($1 < z < 6$). Ces objets extrêmement faibles et petits nécessitent à la fois l'important pouvoir collecteur de lumière d'un ELT (Extremely Large Telescope) et la haute résolution angulaire fournie par un système d'optique adaptative. De plus, seule une approche statistique permet d'identifier les phénomènes prépondérants dans la formation de ces galaxies : il est alors indispensable de multiplexer les observations en raison des grands temps de pose mis en jeu (8h) et d'explorer un très grand champ (environ 10 minutes d'arc).

Ces besoins observationnels ont mené depuis 2001 au nouveau concept d'optique adaptative multi-objet (ou MOAO). Un instrument de MOAO permet de segmenter le champ d'observation grâce à des sous-systèmes individuels. Les uns sont les miroirs déformables qui corrigent individuellement la turbulence atmosphérique pour chaque direction d'intérêt scientifique, les autres sont les analyseurs de surface d'onde (ASO). Ceux-ci sont dirigés hors de l'axe de correction vers des étoiles guides déployées dans tout le champ. Ces dernières peuvent être naturelles ou artificielles afin d'améliorer la couverture du ciel de l'instrument. En effet, l'utilisation de toutes les mesures effectuées par les ASO hors-axes aboutit, après calcul tomographique du volume turbulent au dessus du télescope, à une estimation de la turbulence dans chacun des axes de correction. Enfin, du fait du découplage des voies d'analyses et des voies de correction, chacun des miroirs déformables assurant la correction est alors piloté en boucle ouverte, ou autrement dit "en aveugle". Ces deux thèmes, boucle ouverte et tomographie, nécessitent une démonstration car ils constituent les principaux points durs de la MOAO.

EAGLE est un instrument de MOAO en cours d'étude de faisabilité (phase A) sur le futur ELT européen. Il sera équipé de 20 voies scientifiques de correction permettant d'effectuer des observations spectroscopiques de 20 galaxies réparties dans un champ d'environ 5 minutes d'arc. Les ASO des voies d'analyse sonderont la turbulence grâce à 6 étoiles laser ainsi que 5 étoiles naturelles présentes dans tout le champ. Dans le cadre de la R&D pour le programme EAGLE, un démonstrateur technique est prévu : CANARY aura pour but de démontrer la faisabilité du principe de la MOAO sur le ciel, il sera installé en 2010 sur le télescope WHT (William Herschel Telescope) aux îles Canaries.

La thèse proposée s'inscrit dans le cadre de EAGLE et plus particulièrement du démonstrateur CANARY, avec pour but d'analyser les 2 points durs cités plus haut et de proposer des solutions. Dans un premier temps, l'utilisation du banc de recherche et développement en optique adaptative SESAME a permis de valider le principe du contrôle en boucle ouverte. De nombreux tests de miroirs déformables utilisant différentes technologies susceptibles d'être utilisés pour EAGLE ont été effectués. Des méthodes de calibrations ont ainsi été développées et testées instrumentalement sur le banc SESAME. Dans un deuxième temps, la thèse a consisté à développer un nouveau type d'algorithme de tomographie, fonctionnant en boucle ouverte, et permettant notamment de mesurer le profil de turbulence directement à partir des données issues de l'instrument. Cet algorithme a également l'avantage de permettre de calibrer l'instrument. Il a été testé et validé sur SESAME ainsi qu'en simulation, et sera appliqué sur le ciel dans le cadre du démonstrateur CANARY.