



Optimisation d'un système d'Optique Adaptative pour l'observation de l'espace et mise en oeuvre d'un détecteur proche infra-rouge innovant en analyse de front d'onde

Sylvère Gousset

► To cite this version:

Sylvère Gousset. Optimisation d'un système d'Optique Adaptative pour l'observation de l'espace et mise en oeuvre d'un détecteur proche infra-rouge innovant en analyse de front d'onde. Optique / photonique. Université Paris Diderot (Paris 7), 2015. Français. NNT: . tel-01297334

HAL Id: tel-01297334

<https://hal.science/tel-01297334>

Submitted on 4 Apr 2016

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.

THESE

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DENIS DIDEROT PARIS 7
Discipline : Physique

Optimisation d'un système d'Optique Adaptative
pour l'observation de l'espace et mise en œuvre d'un
détecteur proche infra-rouge innovant en analyse de
front d'onde

Présentée et soutenue publiquement par **Silvère Gousset**
Le 15 Décembre 2015

Thèse dirigée par
M. FUSCO Thierry
Co-dirigée à l'Onera par
M. PETIT Cyril

JURY

M. ROUSSET Gérard	Président
M. RIGAUT François	Rapporteur
M. ZIAD Aziz	Rapporteur
Mme. ARTAUD Géraldine	Examinatrice
M. FUSCO Thierry	Directeur de thèse
M. PETIT Cyril	Co-directeur
M. MICHAU Vincent	Invité

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mes rapporteurs, François Rigaut et Aziz Ziad, qui ont accepté tous deux de relire ma thèse, et ce malgré mon manque avéré de concision. Leurs remarques et commentaires pertinents ont permis des échanges enrichissants pendant ma soutenance. Je remercie spécialement François d'avoir suivi ma soutenance du début à la fin malgré les 11h de décalage horaire chez lui en Australie !

Je remercie également Gérard Rousset, examinateur de ma thèse, pour avoir présidé ma soutenance et aidé au préalable à l'organiser à l'Observatoire de Meudon. Un grand merci également à Géraldine Artaud, également examinatrice, d'avoir assisté à ma soutenance malgré un domaine totalement différent. J'espère avoir amené quelques éclaircissements quant au déroulement des missions à Calern auxquelles tu as participées, et aux patates gigotantes que tu as pu voir sur nos écrans (on pourra en voir quelques beaux spécimens dans ce manuscrit).

Je remercie ensuite mon directeur de thèse, Thierry Fusco, pour son enthousiasme moteur face aux dites patates gigotantes, et qui malgré la distance a pu alimenter les travaux de cette thèse de son foisonnement constant d'idées.

Je remercie de la même façon Vincent, très présent au début de ma thèse, pour l'expertise apportée sur les détecteurs, et pour m'avoir aidé à acquérir une vision d'ensemble de mes travaux.

Grâce à l'aspect multi-domaines et très expérimental de ma thèse, j'ai eu la chance de travailler avec la quasi-totalité de l'équipe HRA, que je remercie de m'avoir accueillie depuis le début de mon stage. J'ai ainsi eu beaucoup de plaisir à travailler avec Nicolas, Marie-Thérèse, Béatrice et Aurélie, mais également avec Clélia qui m'a poussé sur le devant de la scène à une conférence internationale. J'ai eu grand plaisir à travailler avec toi sur la caméra RAPID également. Je n'oublie ensuite pas de remercier le trio incontournable du HRA : Bruno et Francis les opto/-mécaniciens de l'extrême pour leur disponibilité, et Joseph, à la patience légendaire, hot-line de débogage RTC 24h/24, qui a tout de même trouvé le temps de partager quelques activités de plein air. Une pensée également pour Serge, dont j'ai partagé le bureau pendant presque trois ans et demi !

Il me faut enfin et surtout remercier au HRA Cyril, à qui je dois en partie ma thèse pour m'avoir pris au préalable en stage, et sa co-direction à la volée, non prévue initialement. Ce fut un réel plaisir de travailler avec toi en mission comme à l'Onera. Merci donc pour ta lutte constante contre les maltraitements envers les mouches, pour avoir renoncé à régler l'ADC d'ODISSEE après 5h du matin, et surtout merci de m'avoir poussé dès mon stage à l'Onera puis pendant ma thèse jusqu'à la dernière ligne de ce manuscrit. Si on peut y trouver quelques qualités dans la rédaction et les travaux présentés, c'est en grande partie grâce à ta pédagogie et ta patience.

J'ai ainsi eu la chance de participé au cours de ces trois années à un grand nombre de campagne sur la plateau de Calern. Je remercie à ce propos le personnel de l'OCA et l'équipe de MéO : Etienne Samain pour son accueil, ainsi qu'Hervé, Dominique, Mourad et Grégoire pour leur bonne humeur et leur disponibilité. Je garderais de ces missions un souvenir impérissable, que ce soit les journées de 15h d'alignement optique suivies d'un levé de soleil au dessus de la Corse, les lampes frontales à bout portant dans l'obscurité (ainsi qu'un grand nombre de dossiers sur chacun des participants).

Maintenant que j'ai remercié les grands, il me faut penser à tous les collègues doctorants et stagiaires que j'ai pu côtoyer pendant ma thèse, assurant trois années et demi de souvenirs joyeux, et ce même en parlant de LaTeX ! La liste est longue et ne sera pas exhaustive... Merci donc aux ex-stagiaires : Yoann, Vincent (malgré ton manque de respect envers les aînés), Amélie, Clément P. pour m'avoir soutenu à l'ED et aidé à organiser ma soutenance. Merci aux anciens : Bertrand, Rémy, Gaetano pour les «astro-potins», Juliette, mais aussi Cédric pour sa bonne humeur insolente (la légende veut que son rire résonne encore dans les couloirs du HRA). Un grand merci à mes compagnons d'infortune Jessica et Clément E., pour le soutien apporté dans les tréfonds de la rédaction. Ce fut également un plaisir de partager avec vous pendant ces années de beaux voyages et un grand nombre d'activités que ce soit au badminton, en footing, ou aux deux ! Un merci tout aussi grand à Faustine, pour le soutien que j'espère partagé durant ces années depuis le début de nos stages. Merci de m'avoir ouvert au monde de la recherche au-delà des murs de l'Onera, et pour ton amitié.

Je souhaite enfin pleins de bonnes choses aux petits nouveaux du HRA, Sébastien, Joëlle, Kassem, Adrien, Lucien, Pedro, plus si nouveaux que ça maintenant.

Charlène, je n'ai que trop peu de mots pour témoigner de ton soutien, du sens que tu as donné à ce travail, à son achèvement, et à la suite.

Lecteur, je vous souhaite bonne lecture, en espérant que ce manuscrit puisse vous éclairer sans trop vous perdre.

À mes parents

Table des matières

Introduction	21
I Principes et fonctionnement d'une optique adaptative	25
1 Imagerie au travers de la turbulence	27
1.1 Description physique de la turbulence atmosphérique	29
1.1.1 Fluctuations d'indice	29
1.1.2 Constante de structure des fluctuations d'indice	30
1.1.3 Effets des fluctuations d'indice sur la propagation d'une onde plane	32
1.1.4 Paramètre de Fried	33
1.1.5 Propriétés spatiales de la phase turbulente	34
1.1.6 Évolution angulaire de la phase turbulente	35
1.1.7 Propriétés temporelles	37
1.2 Décomposition modale de la phase turbulente	38
1.2.1 Définition de la base des polynômes de Zernike	38
1.2.2 Turbulence atmosphérique sur les modes de Zernike	40
1.2.3 Effet de l'échelle externe	42
1.2.4 Équivalence entre fréquence spatiale et polynômes de Zernike	43
1.2.5 Propriétés temporelles de la turbulence décomposée sur les polynômes de Zernike	43
1.3 Formation d'image en présence de turbulence	46
1.3.1 Rappels	46
1.3.2 Effets de la turbulence	46
1.3.3 Outils de caractérisation des effets de la turbulence en imagerie	48
2 Correction par optique adaptative	51
2.1 Principe de l'OA	53
2.2 Analyse de front d'onde : l'analyseur Shack-Hartmann	54
2.2.1 Principe du Shack-Hartmann	54
2.2.2 Algorithmes de calcul de centre de gravité	56
2.2.3 Détecteurs pour l'analyse de front d'onde	57
2.2.4 Bruit de mesure	60
2.3 Miroir déformable	62
2.4 Commande	64
2.4.1 Calibration d'une OA : matrice d'interaction et matrice de commande	64
2.4.2 Contrôle dynamique de l'asservissement	65

2.5	Limitations d'une OA	69
2.5.1	Erreurs liées à la turbulence	69
2.5.2	Erreurs intrinsèques à l'OA	70
2.5.3	Erreurs statiques de l'OA	71
2.5.4	Erreurs exogènes	72
2.5.5	Synthèse des termes d'erreur d'une OA	72
2.6	Imagerie en correction partielle	73
2.6.1	Caractéristiques des FEP corrigées	73
2.6.2	Caractéristiques des FTO corrigées	74
2.6.3	Déconvolution des images partiellement corrigées	75
2.7	Conclusion : vers les futures OA	76
3	Outils pour l'étude d'un système d'OA	77
3.1	Modélisation d'une OA	78
3.1.1	Simulation end-to-end	78
3.1.2	Modélisation analytique	81
3.2	Reconstruction de front d'onde	85
3.2.1	Présentation du problème	85
3.2.2	Méthode de reconstruction	86
3.2.3	Mise en œuvre sur les données ASO	87
3.3	Estimation des paramètres de la turbulence	89
II	ODISSEE	93
4	Fournir un accès au ciel pour les futures OA	95
4.1	Motivations	96
4.2	Historique des études à l'ONERA	97
4.3	Implantation du banc ODISSEE à l'Observatoire de la Côte d'Azur	99
5	Du dimensionnement aux limitations	105
5.1	Imagerie des satellites	107
5.2	Télescope MéO	109
5.3	Etude de la turbulence sur le site de Calern	112
5.3.1	Étude des propriétés spatiales de la turbulence au foyer coudé de MéO	113
5.3.2	Propriétés temporelles de la turbulence	118
5.4	Dimensionnement du banc et choix effectifs des composants	122
5.4.1	Correction des basculements en plan pupille	122
5.4.2	Correction des perturbations de hauts-ordres	123
5.4.3	Analyseur de surface d'onde	124
5.4.4	Bande passante de correction et asservissement	125
5.4.5	Stabilisation de la pupille	125
5.4.6	Imagerie scientifique	126
5.4.7	Compensation de la dispersion atmosphérique	126
5.5	Structure effective du banc	128
5.5.1	Module d'adaptation :	130
5.5.2	Module de stabilisation de la pupille télescope	131

5.5.3	Module d'optique adaptative	131
5.5.4	Voie d'analyse	133
5.5.5	Voie scientifique	133
5.5.6	Module de référence	135
5.5.7	Implantation RTC	136
6	Caractérisation du système d'OA	139
6.1	Évaluation des erreurs de calibration du système	141
6.1.1	Qualité d'alignement du banc	141
6.1.2	Dérives temporelles des réglages	143
6.1.3	Acquisition de la matrice d'interaction	144
6.1.4	Inversion	146
6.2	Étude des aberrations internes	150
6.2.1	Contribution des aberrations internes à l'erreur de sous-modélisation	151
6.2.2	Quantification des aberrations internes non corrigées du banc	155
6.3	Étude de la dynamique temporelle de l'OA	158
6.4	Bilan photométrique du banc	161
6.4.1	Étude expérimentale de la transmission spectrale du banc	162
6.4.2	Bilan de flux et propagation de bruit	166
7	Analyse des performances théoriques	173
7.1	Présentation des cas d'étude	175
7.2	Paramétrage des modèles	177
7.3	Analyse des performances théoriques simulées	178
7.3.1	Premier cas d'étude : générateur de turbulence interne	178
7.3.2	Second cas d'étude : observation stellaire	181
7.4	Comparaison simulations end-to-end / modèles analytiques	184
7.4.1	Mise en œuvre des modèles de la littérature	184
7.4.2	Etude de la sous-modélisation	186
7.4.3	Étude du repliement des ordres non mesurés par l'analyseur de surface d'onde	191
7.4.4	Étude de l'erreur temporelle	193
7.4.5	Synthèse	198
8	Étude des performances sur générateur de turbulence	201
8.1	Présentation du module de génération de turbulence	203
8.2	Étude de la turbulence générée	206
8.2.1	Statistique de l'écran sur une rotation complète	206
8.2.2	Recherche d'un cadre expérimental optimal	209
8.3	Confrontation des mesures ASO aux modèles analytiques	212
8.4	Performances en imagerie monochromatique	215
9	Performances sur étoile	219
9.1	Quantification des vibrations	220
9.2	Budget d'erreur	222
9.3	Imagerie monochromatique stellaire	226

10 Imagerie large bande assistée par OA	231
10.1 Génération d'images polychromatiques	233
10.2 Étude en simulation du Rapport de Strehl large bande	235
10.3 Mise en œuvre expérimentale	239
Conclusion : vers une optimisation contextuelle du banc	245
 III RAPID	 249
11 Introduction à l'article	251
12 Article : Simulation d'analyse de front d'onde haute précision avec une nouvelle génération de détecteur infra-rouge	257
 Conclusion et perspectives	 275
 Annexes	 281
A Caractérisations des détecteurs	281
A.1 Caractérisation de la caméra scientifique et pré-traitement des images	282
A.2 Caméra d'analyse de front d'onde	283
B Calculs photométriques	285
 Références bibliographiques	 289

Table des figures

1	Gravure de la grande lunette de Hevélius, installée à Dantzic en 1670.	24
1.1	Densité spectrale de puissance des fluctuations de l'indice de réfraction.	31
1.2	Représentation de plusieurs profils altimétriques de C_n^2 mesurés à l'Observatoire de Haute Provence.	32
1.3	Illustration du phénomène d'anisoplanétisme.	36
1.4	Représentation des premiers polynômes de Zernike.	39
1.5	Matrice de covariance de la turbulence de Kolmogorov sur la base des polynômes de Zernike.	41
1.6	Variance de la phase turbulente de type Kolmogorov sur la base des polynômes de Zernike.	42
1.7	Densités spectrales de puissance de la turbulence décomposée sur les modes de Zernike.	45
1.8	Relation entre l'amplitude du champ dans la pupille, FEP et FTO.	47
1.9	Effets de la turbulence atmosphérique sur les images en plan focal.	47
2.1	Schéma général d'une optique adaptative.	53
2.2	Schéma de principe de l'analyseur Shack-Hartmann.	55
2.3	Schéma de principe d'un détecteur (EM)CCD.	58
2.4	Schéma de principe d'un détecteur CMOS.	59
2.5	Miroir déformable de type SAM.	62
2.7	Schéma-bloc d'une boucle fermée d'OA.	67
2.8	Images courte et longue pose obtenues en régime de correction partielle par l'OA.	74
2.9	Fonction de transfert optique en régime de correction partielle.	75
3.1	Écran de phase généré numériquement.	79
3.2	Approximations asymptotiques des DSP de la turbulence et de la FTR.	84
3.3	Autocorrélation temporelle de la phase turbulente reconstruite et identification du bruit propagé.	89
4.1	Photographies de la campagne d'intégration du banc ODISSEE de Juin 2013.	100
4.2	Pré-dépouillement des données de la campagne de Juillet 2013 : comparaison du r_0 estimé à partir des mesures de l'analyseur de surface d'onde, et de celui estimé sur la largeur à mi-hauteur des images obtenues en boucle ouverte sur la caméra scientifique.	101
4.3	Photographie de l'intégration du module générateur de turbulence en entrée du banc ODISSEE.	102

5.1	Schéma de l'observation d'un satellite depuis le sol.	109
5.2	Photographies du télescope MéO et du site de Calern.	111
5.3	Photographie de la salle du coude de MéO.	112
5.4	Spectre typique de la phase turbulente de Calern, au foyer coude de MéO.	114
5.5	Répartition des conditions de turbulence estimées sur les données acquises pendant les trois principales campagnes sur le banc ODISSEE.	116
5.6	Tracé par nuit d'observation et par heure des r_0 estimés lors de la campagne de Mars 2015.	117
5.7	Densité Spectrale de Puissance temporelle de la phase turbulente typique de Calern exprimée sur la base des polynômes de Zernike.	119
5.8	Évolution de la vitesse de vent dans la pupille estimée sur les données stellaires d'ODISSEE pour la campagne de Mars 2015.	120
5.9	Schématisation de la matrice de 8x8 micro-lentilles échantillonnant la pupille d'ODISSEE.	124
5.10	Photographie commentée du banc ODISSEE.	128
5.11	Schéma optique du banc ODISSEE.	129
5.12	Schéma du dérotateur de pupille d'ODISSEE	130
5.13	Photographie du miroir de stabilisation de pupille.	131
6.1	Traitement de l'image différentielle pour détermination de la position de 4 moteurs par rapport à la matrice de micro-lentille.	142
6.2	Matrice d'interaction expérimentale du banc et vecteurs propres.	145
6.3	Représentation du premier mode gaufre.	147
6.4	Valeurs singulières de la matrice d'interaction rangées par ordre croissant. On filtre les plus faibles, correspondant aux modes mal vus. Les modes gaufres et les basculements sont surexcités afin d'être discriminés des autres modes et filtrés.	148
6.5	Optimisation expérimentale du nombre de modes filtrés pour le calcul de la matrice de commande.	148
6.7	Phase statique de correction introduite par le miroir déformable pour corriger les aberrations de bas-ordres de la voie commune du banc.	153
6.8	Évolution des aberrations corrigées par le MD en fonction des interventions sur le banc.	153
6.9	Déformée mécanique du miroir déformable pour compenser les aberrations du banc, du train coude et du télescope.	154
6.10	Evolution des aberrations de la voie commune en fonction de la position du télescope en Alt-azimuth.	155
6.11	FEP interne du banc sur source de calibration laser 635nm.	157
6.12	FTR d'ODISSEE sur tensions de perturbations dans plusieurs configurations, et comparaison à la théorie.	160
6.13	Gain et bande passante maximaux théoriques autorisés suivant le retard.	161
6.14	Gabarit des traitements anti-reflet	163
6.15	Spectres de transmission des voies scientifique T_{ima} et d'analyse T_{ASO} , pour les deux séparatrices utilisées sur le banc.	164
6.16	Spectres de transmission sur les détecteurs ASO et scientifique.	165
6.17	Évolution du flux par sous-pupille en fonction de la magnitude en bande V, pour trois types spectraux d'étoile.	167

7.1	Chronogramme temps discret de l'implantation en simulation de l'intégrateur simple avec retard non-entier de trame.	178
7.2	Phase résiduelle obtenue en simulation end-to-end exprimée sur la base des polynômes de Zernike, dans le cas d'étude sur générateur de turbulence interne.	179
7.3	Images longues poses en boucle fermée simulées à l'aide du code end-to-end dans le cas de l'étude des performances sur générateur de turbulence.	180
7.4	Variance temporelle de la phase résiduelle obtenue en simulation end-to-end dans le cas d'étude stellaire.	182
7.5	Images longues poses en boucle fermée simulées à l'aide du code end-to-end dans le cas de l'étude des performances sur étoile.	182
7.6	Phase résiduelle obtenue par simulation end-to-end de la sous-modélisation . . .	187
7.7	Comparaison du modèle analytique de sous-modélisation de [Conan, 1994] avec le résidu de Noll, et ajustement.	189
7.8	Termes diagonaux de la matrice de reconstruction du MD vers les polynômes de Zernike P_{MD}^Z	190
7.9	Résidu de correction obtenu en simulation end-to-end, en l'absence d'erreur temporelle d'asservissement.	192
7.10	Approximations asymptotiques des DSP de la turbulence et effets de l'échelle externe sur les basculement	194
7.11	Modélisation analytique du résidu temporel moyen par ordre radial, comparaison à la simulation end-to-end.	196
8.3	Séries temporelles de la phase turbulente reconstruite à partir des mesures ASO sur générateur de turbulence, pour une vitesse de vent de 7,2m/s.	207
8.4	Comparaison des spectres de la phase turbulente générée, reconstruite à partir des mesures ASO, pour deux vitesses de vent extrêmes.	208
8.5	Identification des segments ayant la statistique la plus proche de Kolmogorov sur chaque période de rotation.	211
8.6	Évolution du conditionnement du modèle ASO direct en fonction du nombre de Polynômes de Zernike introduits.	213
8.7	Comparaison du résidu de correction estimé à partir des données expérimentales à la modélisation analytique de l'OA, sur les portions de l'écran suivant au mieux la statistique de Kolmogorov.	214
8.8	Images monochromatiques longue pose obtenues en boucle fermée sur générateur de turbulence, pour différentes vitesses de vent équivalentes.	217
8.9	Coupe unidimensionnelle des Fonctions de Transfert Optique des images obtenues en boucle fermée sur générateur de turbulence.	217
8.10	Évolution du Rapport de Strehl calculé sur les images en boucle fermée sur générateur de turbulence, en fonction de la variance de phase totale estimée sur la voie scientifique.	218
9.1	DSP typique du premier mode de basculement sur étoile en boucle fermée . . .	221
9.2	Distributions des vibrations identifiées sur ciel pendant la campagne de Mars 2015	222
9.3	Évaluation théorique du résidu de correction de l'OA par modélisation analytique sur les données ciel.	224

9.5	Images d'étoiles obtenues sur le banc pendant la campagne de Mars 2015, avec filtres interférentiels sélectifs.	229
10.1	Construction du plan pupille pour le calcul d'une image monochromatique. . .	234
10.2	Évolution de la FTO des images polychromatiques générées en fonction du nombre d'images monochromatiques sommées.	234
10.3	Comparaison des Fonctions de Transfert Optiques d'images polychromatique et monochromatique en correction partielle.	235
10.4	Bande spectrale des images polychromatiques simulées.	236
10.5	Évolution du Rapport de Strehl polychromatique suivant la largeur de bande. .	238
10.6	Images polychromatiques simulées.	239
10.7	Spectre des images polychromatiques sur le détecteur scientifique, sur source ponctuelle de calibration large spectre.	240
10.8	Evolution du Rapport de Strehl des images polychromatiques en fonction de la variance de phase à 635nm.	241
10.9	Étude des performances expérimentales du banc en lumière polychromatique, sur source interne.	242
10.10	Fonctions de Transfert Optique des images large bande acquises en interne avec le générateur de turbulence.	243
10.11	Schématisation de l'intégration d'une voie d'analyse parallèle proche infra-rouge sur le banc ODISSEE.	246
10.12	Images de corps planétaires du système solaire acquises sur le banc.	248
11.1	Image sous éclairage uniforme réalisée avec le capteur CCD220, comparée à la caméra RAPID.	254
A.1	Constellation de pixels défectueux sur la caméra d'imagerie (PCO)	282
A.2	Courbe de linéarité de la caméra ASO OCAM.	284

Liste des tableaux

1	Opérateurs/Grandeurs	17
2	Symboles grecs	17
3	Notations latines	18
2.1	Synthèse des termes clasiques d’erreur d’une optique adaptative.	73
5.1	Synthèse des caractéristiques de la turbulence au foyer coudé de MéO, données à 635nm.	121
5.2	Synthèse des caractéristiques du miroir de basculement d’ODISSEE	132
5.3	Synthèse des caractéristiques du miroir déformable hauts-ordres SAM88	132
5.4	Synthèse des caractéristiques de l’analyseur de front d’onde	134
5.5	Synthèse des caractéristiques de la voie scientifique, dans le mode d’imagerie	134
5.6	Synthèse des boucles d’asservissement d’ODISSEE	138
6.1	Synthèse des aberrations internes du système {ODISSEE, MéO, train coudé}, répartition en population corrigeable ou non corrigeable.	151
6.2	Caractéristiques temporelles de l’OA d’ODISSEE évaluées sur les FTR expérimentales du banc.	159
6.3	Magnitudes limites d’asservissement sur étoile.	169
7.1	Paramètres des simulations pour l’étude des performances du banc.	176
7.2	Performances théoriques du banc ODISSEE sur générateur de turbulence à 635nm, obtenues en simulation end-to-end.	180
7.3	Performances théoriques du banc ODISSEE sur étoile à 635nm, obtenues en simulation end-to-end.	181
7.4	Comparaison du résidu de correction en simulation end-to-end à la modélisation analytique de la littérature.	185
7.5	Comparaison du résidu de Noll suivant le choix de N_{max} au résidu de sous-modélisation obtenu en simulation end-to-end.	188
7.6	Comparaison du résidu temporel obtenu en simulation end-to-end au modèle analytique	197
7.7	Synthèse de la comparaison entre les termes d’erreur de l’OA obtenus en simulation end-to-end avec leur modélisation analytique ajustée à la configuration d’ODISSEE.	198
7.8	Résidu de correction total obtenu en simulation end-to-end, comparé aux résidus estimés analytiquement par [Conan, 1994] et par nos modèles ajustés à la configuration d’ODISSEE.	199

8.1	Vitesses de vent équivalentes attendues dans l'espace de la pupille télescope . .	205
8.2	Paramètres de la turbulence estimés à partir des données de l'ASO sur géné- rateur de turbulence, sur des séries de mesures couvrant plusieurs périodes de rotation.	209
8.3	Modélisation analytique du résidu de correction de l'OA obtenu sur générateur de turbulence interne.	213
8.4	Synthèse des performances obtenues en imagerie sur ODISSEE, en présence de turbulence artificielle.	216
9.1	Cibles stellaires de la campagne de Mars 2015.	223
9.2	Synthèse du budget d'erreur de l'OA sur ciel.	224
9.3	Performances monochromatiques ($\lambda=800\text{nm}$) sur étoile en boucle fermée. . . .	227

Liste des acronymes et abréviations

Acronyme	Signification
ADC	Atmospheric Dispersion Compensator (compensateur de dispersion atmosphérique)
ADC	Analogic to Digital Converter (Convertisseur analogique numérique)
ADU	Analog to Digital Unit (Unité de conversion analogique-numérique)
APD	Avalanche Photo-Diode (Photodiode à avalanche)
AR _n	Auto-régressif d'ordre n (filtre)
ASO	Analyseur de Surface d'Onde
BOA	Banc d'Optique Adaptative de l'Onera
BF	Boucle Fermée
BO	Boucle Ouverte
BP	Bande Passante
BSF	Bruit Spatial Fixe
CATS	Calern Atmospheric Turbulence Station
CERGA	Centre d'études et de Recherches en Géodynamique et Astrométrie
CCD	Charge Coupled Device
CDG	Centre De Gravité
CoG	Center of Gravity (CDG)
CP	Courte Pose
DIMM	Differential Image Motion Monitor
DSP	Densité Spectrale de Puissance
EC	Énergie Cohérente
E-ELT	European Extremely Large Telescope
ELT	Extremely Large Telescope
EMCCD	Electron Multiplying Charge Coupled Device
EtoE	End-to-End (simulation)
FEP	Fonction d'Etalement du Point
FPN	Fix Pattern Noise (Bruit Spatial Fixe)
FTO	Fonction de Transfert Optique

Acronyme	Signification
FTR	Fonction de Transfert Réjection
GLAO	Ground Layer Adaptive Optics (OA couche-sol)
IR	Infra-Rouge
ITTM	Image Tip Tilt Mirror (miroir de basculement)
LP	Longue Pose
LQG	Linéaire Quadratique Gaussien
LTAO	Laser Tomographic Adaptive Optics (optique adaptative par tomographie laser)
MAP	Maximum A Posteriori
MC	Moindres Carrés
MCAO	Multi-conjugated Adaptive Optics (optique adaptative multi-conjuguée)
MD	Miroir Déformable
MMSE	Minimum Mean Square Error (erreur moindres carrés minimale)
MOAO	Multi-Object Adaptive Optics (optique adaptative multi-objet)
MV	Maximum de Vraisemblance
NCPA	Non Common Path Aberration (aberration de la voie non comune)
OA	Optique Adaptative
OCA	Observatoire de la Côte d'Azur
ODISSEE	Observation Déconvolution et Imagerie depuis le Sol de Satellites et de l'Espace
ONERA	Office National d'Etude et de Recherche Aérospatiale
PTTM	Pupille Tip-Tilt Mirror (miroir de stabilisation de pupille)
PSF	Point Spread Fonction (FEP)
PV	Pic-vallée
RS	Rapport de Strehl
RSB	Rapport Signal-à-Bruit
RTC	Real Time Computer (calculateur temps réel)
SAXO	Sphere AO for eXoplanet Observation
SPHERE	Spectro-Polarimetry High-contrast Exoplanet REsearch
SH	Shack Hartmann
Vis	Visible
VLT	Very Large Telescope
TT	Tip Tilt (basculement)

Principales notations mathématiques

TABLE 1 – Opérateurs/Grandeurs

Symbole	Description
x	Grandeur scalaire ou norme de la grandeur vectorielle associée
$\mathbf{x}$	Grandeur vectorielle
$\mathbf{X}$	Grandeur matricielle
$\mathbf{X}^\dagger$	Inverse généralisée de $\mathbf{X}$
$\mathbf{X}^T$	Transposée de $\mathbf{X}$
$\langle . \rangle$	Moyenne/produit scalaire
$\tilde{x}, \hat{x}$	Estimée de la grandeur x
$TF(x)$	Transformée de Fourier de la variable x

TABLE 2 – Symboles grecs

Symbole	Description
α	Angle apparent/coefficient de proportionnalité
λ	Longueur d'onde
ν	Fréquence temporelle
ν_c	Fréquence temporelle de coupure
σ^2	Variance de phase [rad ²]
σ_Δ^2	Variance de phase bord à bord de sous-pupille
σ_{RON}	Variance du bruit détecteur [e^-]
τ	Retard/décalage temporel
ϕ	Phase
ψ	Champ électromagnétique

TABLE 3 – Notations latines

Symbole	Description
a_i	i ème coefficient de décomposition de la phase sur les Zernike
$b, \mathbf{b}$	Bruit
BP	Bande passante
C_n^2	Constante de structure des fluctuations d'indice
$\mathbf{D}$	Matrice ASO
D	Diamètre de la pupille
d	Diamètre d'une sous-pupille ramenée à la pupille
F	Facteur d'excès de bruit
f	Fréquence spatiale
f_{ech}	Fréquence d'échantillonnage temporel ou cadence
F_c	Fréquence spatiale de coupure de l'OA
$\mathbf{F}_{inf}$	Fonction d'influence
FTR	Fonction de transfert de réjection
g	Gain intégrateur
h	Altitude
$I, \mathcal{I}$	Intensité en plan focal
L_0	Grande échelle/échelle externe
l_0	Petite échelle/échelle interne
m	Ordre azimutal
$\mathbf{M}_{com}$	Matrice de commande
$\mathbf{M}_{inter}$	Matrice d'interaction
n	Ordre radial
N_{max}	Ordre radial maximal corrigé par l'OA
$\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}$	Vecteur position en coordonnées polaires
r_0	Paramètre de Fried
S	Surface pupille
s	Seeing
T	Spectre de transmission
t	Variable de temps
$\mathbf{u}$	Vecteur de tension de correction
V	Vitesse de vent
$\bar{V}$	Vitesse de vent moyenne dans la pupille
$\mathbf{y}$	Vecteur de mesure de pente Shack-Hartmann
Z_i	Polynôme de Zernike numéro i

Introduction

L'instrumentation optique en astronomie vit le jour entre les XVI^e et XVII^e siècles, quand les lunettes grossissantes dites d'approches, inventées quelques temps auparavant à des fins militaires, furent tournées vers le ciel. Ces instruments, en collectant la lumière sur une surface sensiblement plus grande que l'œil humain, permettent alors d'observer les astres lointains et peu lumineux tout en offrant une vision agrandie. L'histoire retint entre autre les réalisations de Thomas Harriot et Christoph Scheiner en 1609, mais c'est bel et bien Galilée qui instaura la même année la lunette comme instrument incontournable pour l'étude des astres, et insuffla ainsi les bases de l'observation astronomique moderne. Ce fut le point de départ d'une course au diamètre et au grandissement, afin de sonder toujours plus profondément le ciel.

Les premières lunettes étaient limitées en diamètre à quelques centimètres du fait des fortes aberrations chromatiques du verre, pour des focales atteignant parfois plusieurs dizaines de mètres, telle que la lunette d'Hévélius (1670) dont on pourra voir une gravure sur la figure 1. Malgré l'amélioration de la qualité des verres au fil du temps, les lunettes ne purent dépasser un mètre de diamètre sous peine de se déformer sous leur propre poids. C'est en 1857 que Foucault proposa, par une méthode permettant de déposer une couche réfléchissante d'argent sur un support en verre, de passer outre les limitations des lunettes en donnant naissance aux télescopes tels que nous les connaissons actuellement. A la même époque, la notion de résolution fut introduite par Rayleigh et son fameux critère, qui stipule que la finesse des détails observables avec un instrument augmente avec son diamètre.

De nos jours, les observatoires les plus puissants sont ainsi équipés de télescopes de plus de 8 mètres (Very Large Telescope (ESO), Gemini Sud, Subaru, Keck), et la prochaine génération dite des 30 mètres est maintenant en chantier, entre autre avec le European Extremely Large Telescope (EELT), de 39 mètres. Malgré le gain colossal sur la quantité de lumière collectée par ces télescopes géants, la résolution des images obtenues n'est en l'état pas meilleure que celle permise par une simple lunette de 10cm. L'atmosphère terrestre affecte en effet de manière drastique la propagation de la lumière, et impose une limite à la qualité des images formées au sol bien en deçà de la limite théorique des instruments. Inopportunément, plusieurs domaines de l'astrophysique nécessitent à ce jour d'exploiter la pleine résolution des grands télescopes au sol, qu'il n'est en outre pas possible de satelliser hors de l'atmosphère terrestre compte tenu de leur masse et de la complexité des instruments. On pense notamment à l'étude des systèmes planétaires de notre galaxie et des corps qui les composent : les exo-planètes, très petites et faibles depuis la Terre.

Plusieurs techniques de traitement *a posteriori* des images acquises permettent d'exploiter au mieux l'information, telle que la déconvolution, ou encore le « Lucky imaging » qui consiste à ne sélectionner que les meilleures images d'une séquence pour tirer partie des accalmies statistiques de la turbulence. Néanmoins, la totalité de l'information ne peut en général être sauvagée que grâce à une correction instrumentale des perturbations induites par l'atmosphère en amont de la détection. Un tel système est appelé Optique Adaptative (OA). Proposée dans les années 50 et mise en œuvre dans le domaine de l'astronomie en 1990 [Rousset *et al.*, 1990], l'OA est maintenant une technologie mature qui équipe un nombre croissant d'observatoires. La combinaison d'un système d'OA et l'application de post-traitements sur les images corrigées de la turbulence [Fusco *et al.*, 1999] permet d'obtenir des performances tout à fait comparables à celles des observatoires spatiaux.

Dans le domaine de l'astronomie, l'OA est une technique qui reste néanmoins délicate à mettre en œuvre sur le ciel, du fait de l'existence de limitations tant fondamentales qu'instrumentales : l'analyse de front d'onde, qui permet de quantifier les perturbations évolutives de la turbulence en vue de leur correction, nécessite entre autre l'étude du flux lumineux issu d'étoiles brillantes, rares dans le ciel, tandis que l'anisoplanétisme est le phénomène physique qui traduit la rapide décorrélation angulaire de la turbulence. On estime en conséquence que la portion du ciel pouvant être corrigée par OA est inférieure à 1%. Le concept d'étoile laser a été proposé pour pallier cette limitation forte des OA de première génération [Fugate *et al.*, 1991], et permet de sonder le ciel à l'aide d'étoiles artificielles formées dans la haute atmosphère et dans la direction souhaitée. Leur développement va de paire avec celui des systèmes d'OA grand champ dits tomographiques, permettant de s'affranchir dans une certaine mesure de l'anisoplanétisme. Des développements sont également menés pour repousser les limitations instrumentales des systèmes d'OA, en proposant premièrement des lois de commande optimales et prédictives [Petit *et al.*, 2009], ou encore des concepts de correction multi-étages tel que le Woofer-Tweeter [Conan *et al.*, 2006]. De plus, si l'amélioration des systèmes d'OA de première génération nécessite de développer des concepts d'analyseurs de surface d'onde ou de détecteurs plus sensibles, il en va de même pour celui des OA grand champ. Ces dernières ne peuvent en effet se passer de guides stellaires naturels conjoints aux étoiles laser, du fait du phénomène d'indétermination des bas ordres de la turbulence [Rigaut et Gendron, 1992]. En ce sens, la mise en œuvre d'analyseurs spécifiques est envisagée pour les futures OA, tel que la pyramide [Ragazzoni, 1996], ou encore des techniques plan-focal tels que LIFT [Meimon *et al.*, 2010a] et ses dérivés. Le proche infrarouge, où la turbulence est plus favorable au fonctionnement de l'OA et le nombre de cibles brillantes important dans le ciel, est également de plus en plus considéré pour le développement des futures générations. La recherche porte alors sur la conception de nouveaux types de détecteurs.

Tandis que le concept d'OA de première génération a été poussé au maximum de ses capacités sur le système SPHERE-SAXO installé au VLT, le système GeMS installé à Gemini Sud est à ce jour le seul système tomographique opérationnel et ouvert à la communauté scientifique. Les systèmes d'OA du futur EELT comptent cependant déjà plusieurs étoiles lasers ainsi qu'un mode de fonctionnement tomographique. Si la plupart des concepts et composants candidats pour l'équiper sont développés déjà depuis plusieurs années, ils nécessitent maintenant une phase de validation sur ciel, et en ce sens une plateforme de test dédiée.

D'autres domaines cherchent également à tirer parti du potentiel apport de l'OA, cette fois-ci dans des conditions observationnelles différentes ou à défaut bien moins favorables que dans le cadre de l'astronomie. Il s'agit par exemple de la surveillance du ciel et de l'espace proche, qui comprend entre autre l'observation de satellites en orbites basses, pouvant traverser le ciel en quelques minutes. Ces développements concernent également le domaine des télécommunications optiques en espace libre entre une station au sol et un satellite, permettant d'atteindre des débits jusque là inédits. Il s'agit alors de pouvoir focaliser le faisceau issu d'un satellite dans un composant intégré, souvent fibré. Cela nécessite une qualité de pointage et une stabilité du point focal bien plus importante que ce que ne le permet la turbulence sans compensation. A leur stade, l'apport de l'OA dans ces deux domaines nécessitent une validation expérimentale des premiers concepts sur le ciel, et la mise en place de stations de développement dédiées.

Dans ce contexte, le premier objectif de ma thèse est de fournir à la communauté un accès au ciel pour la validation de concepts et de composants innovants en OA, tous domaines confondus. L'unité de Haute Résolution Angulaire de l'Onera a installé à cette fin le banc d'OA ODISSEE sur le site du plateau de Calern de l'Observatoire de la Côte d'Azur. Il s'agira d'étalonner et de comprendre finement les performances du banc, et de pouvoir proposer des voies d'améliorations pour ses utilisations futures.

En parallèle, le second objectif de ma thèse sera de préparer la mise en œuvre sur ciel d'un détecteur visible-proche infrarouge innovant pour l'analyse de front d'onde : la caméra RAPID.

Le présent manuscrit se partage ainsi en trois parties principales. Dans la première, nous introduisons le formalisme de la thèse, en rappelant les mécanismes de la turbulence atmosphérique et ses effets en imagerie, le principe et les limitations de l'optique adaptative, et pour finir les outils de modélisations des performances d'un tel système que nous utiliserons dans la suite du mémoire.

La seconde partie du mémoire est dédiée à l'étude des performances et à la caractérisation du banc ODISSEE, afin d'en faire la plateforme d'OA étalonnée souhaitée. Après avoir présenté plus en détail la motivation de l'intégration du banc, ainsi que l'historique des études en lien menées à l'Onera, nous présentons le dimensionnement du banc pour l'imagerie de satellite et sa structure effective. L'analyse conjointe des conditions environnementales du banc, et notamment l'étude de la turbulence du site rencontrée au foyer d'installation d'ODISSEE, permet alors de préciser les conditions de sous-dimensionnement notables du banc, défavorables à son utilisation et à sa calibration. Dans un premier temps, les composants et modules du banc sont ainsi caractérisés un à un afin d'identifier les sources de contribution au budget d'erreur. Cette caractérisation permet ensuite de modéliser finement le système à l'aide des outils introduits dans la première partie du mémoire. Il s'agit notamment de recalibrer les modèles analytiques, en limite de validité dans la configuration d'ODISSEE et dans les conditions d'opération rencontrées. Une fois armés de cette simulation des performances nominales du banc et des outils nécessaires à son analyse, nous étudions le comportement d'ODISSEE en présence de perturbations, dans un premier temps maîtrisées à l'aide d'un simulateur de turbulence, puis sur ciel, où il s'agit de pouvoir identifier toutes les contributions exogènes au budget d'erreur. Pour finir, nous mettons à contribution la compréhension fine du banc ainsi acquise pour étudier la formation d'image sur la voie scientifique en large bande, et permettre une déconvolution précise des images. Nous concluons cette partie sur les possibles améliorations d'ODISSEE dans le large champ des applications envisagées.

Enfin, la troisième et dernière partie de ce mémoire porte sur l'avènement d'une nouvelle technologie de capteur matriciel de photodiodes à avalanche, et sa mise en œuvre en OA. Il s'agit notamment d'étudier l'impact des défauts de cosmétique intrinsèques à cette nouvelle génération de détecteur proche infrarouge sur le bruit propagé par l'analyseur de front d'onde. Pour cela, la réponse des pixels est modélisée dans un premier temps. Nous alimentons cette modélisation par la caractérisation expérimentale de la caméra RAPID que nous avons eu à disposition pendant la présente thèse. L'étude du bruit propagé est réalisée à l'aide de simulations numériques. Cette troisième partie est articulée autour d'un article publié au cours de la présente

thèse, que nous introduisons au préalable.

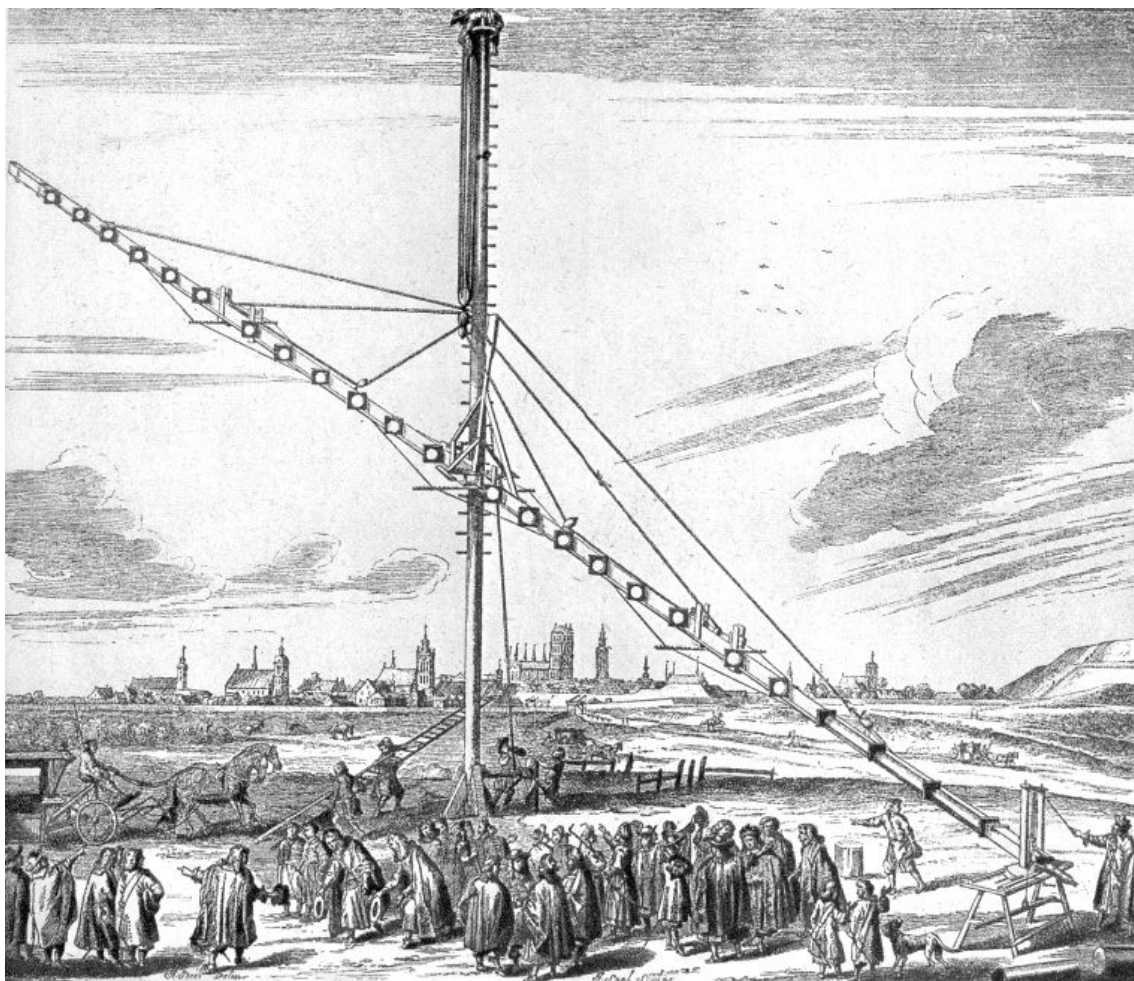


FIGURE 1 – Gravure de la grande lunette de Hevélius, installée à Dantzig en 1670. Pour alléger au mieux cet instrument de 4m de distance focale, il n'y a pas de tube. La lumière parasite est éliminée tant bien que mal à l'aide de multiples diaphragmes. Gravure publiée en 1673.

Première partie

Principes et fonctionnement d'une optique adaptative

Chapitre 1

Imagerie au travers de la turbulence atmosphérique

Sommaire

1.1	Description physique de la turbulence atmosphérique	29
1.1.1	Fluctuations d'indice	29
1.1.2	Constante de structure des fluctuations d'indice	30
1.1.3	Effets des fluctuations d'indice sur la propagation d'une onde plane	32
1.1.4	Paramètre de Fried	33
1.1.5	Propriétés spatiales de la phase turbulente	34
1.1.6	Évolution angulaire de la phase turbulente	35
1.1.7	Propriétés temporelles	37
1.2	Décomposition modale de la phase turbulente	38
1.2.1	Définition de la base des polynômes de Zernike	38
1.2.2	Turbulence atmosphérique sur les modes de Zernike	40
1.2.3	Effet de l'échelle externe	42
1.2.4	Équivalence entre fréquence spatiale et polynômes de Zernike	43
1.2.5	Propriétés temporelles de la turbulence décomposée sur les polynômes de Zernike	43
1.3	Formation d'image en présence de turbulence	46
1.3.1	Rappels	46
1.3.2	Effets de la turbulence	46
1.3.3	Outils de caractérisation des effets de la turbulence en imagerie	48

L'atmosphère terrestre affecte la propagation des ondes électromagnétiques la traversant. En conséquence, la qualité des images formées par les instruments au sol s'en trouve dégradée. L'optique adaptative a pour rôle de corriger ces effets néfastes, et de permettre aux grands télescopes terrestres d'exploiter pleinement leur pouvoir de résolution.

Le but de ce chapitre est de rappeler succinctement les mécanismes physiques de la turbulence atmosphérique, et les motivations du développement des Optiques Adaptatives (OA). S'agissant de phénomènes stochastiques, nous donnerons les outils et modèles statistiques bien connus de la littérature permettant de décrire les effets de la turbulence sur la phase d'une onde,

et sur l'image formée. Ce chapitre est l'occasion d'introduire les grandeurs paramètres et modèles clés de la turbulence, utilisés tout au long de ce manuscrit. Ils constituent en outre le fondement de la définition et du dimensionnement de l'optique adaptative.

Nous donnons dans un premier temps l'origine et la définition de la turbulence atmosphérique. Il s'agit ensuite de déterminer ses effets sur la propagation d'une onde lumineuse. Pour cela, nous donnons les modèles statistiques des fluctuations d'indice de réfraction, et nous en déduisons les propriétés tant spatiales que temporelles des fluctuations de la phase. Dans un deuxième temps, nous introduisons les outils mathématiques commodes pour l'étude de la turbulence, avec la décomposition modale de la phase. De cette décomposition sont redéfinies les propriétés spatiales et temporelles par l'intermédiaire d'expressions analytiques simples. Nous étudions pour finir les effets de la turbulence sur la formation d'image, et donnons dans le même temps les outils permettant d'évaluer la qualité des images.

1.1 Description physique de la turbulence atmosphérique

L'atmosphère terrestre est animée du déplacement de masses d'air de températures, vitesses et directions différentes. Les mélanges et frictions de ces masses créent de grandes structures tourbillonnaires, dont la taille caractéristique, appelée grande échelle ou échelle externe (L_0), est de l'ordre de quelques dizaines de mètres.

L'énergie cinétique de ces structures tend à se dissiper afin de retrouver un état stable, dans des tourbillons qui se scindent de plus en plus. Ce mécanisme, qui n'est pas sans rappeler un processus fractal, a été étudié par Kolmogorov [Kolmogorov, 1941] et est désigné depuis lors comme cascade d'énergie de Kolmogorov. Une fois que les structures atteignent une taille caractéristique de quelques millimètres, appelée échelle interne (l_0), l'énergie turbulente finie de se dissiper par viscosité.

Entre l'échelle externe et l'échelle interne, la turbulence est pleinement développée. On appelle ce domaine le domaine inertiel. Sa connaissance permet de décrire la majorité des perturbations qui affectent la propagation d'ondes électromagnétiques dans les domaines visible et infrarouge proche et moyen, et ainsi la formation des images au sol.

1.1.1 Fluctuations d'indice

Les structures tourbillonnaires de l'atmosphère induisent des mouvements de masses d'air de températures différentes, responsables de fluctuations de l'indice de réfraction dans le domaine optique. Il en résulte des variations tant spatiales que temporelles des chemins optiques suivis par une onde électromagnétique traversant l'atmosphère, et en conséquence des inhomogénéités de phase au niveau de la pupille finie d'un télescope au sol. Pour pouvoir exprimer les fluctuations de la phase, il convient premièrement d'exprimer la statistique des fluctuations atmosphériques de l'indice de réfraction.

Soit $\Delta_n(\mathbf{r}, h)$ les fluctuations de l'indice de réfraction de l'atmosphère autour de sa valeur moyenne. Elles sont supposées localement stationnaires et isotropes dans une couche d'épaisseur δh à l'altitude h , et sont donc uniquement fonction du vecteur position de l'espace $\mathbf{r}$.

On peut statistiquement décrire ces fluctuations par la fonction de covariance B_{Δ_n} :

$$B_{\Delta_n}(\boldsymbol{\rho}, h) = \langle \Delta_n(\mathbf{r}, h) \Delta_n(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}, h) \rangle \quad (1.1)$$

$\langle . \rangle$ désignant la moyenne spatiale. On lui préfère la fonction de structure des fluctuations de l'indice $D_{\Delta_n}(\boldsymbol{\rho}, h)$ [Tatarskii, 1961] pour éviter une divergence de B_{Δ_n} dans le cadre des cascades d'énergie de Kolmogorov en $\rho = 0$:

$$D_{\Delta_n}(\boldsymbol{\rho}, h) = \langle |\Delta_n(\mathbf{r}, h) - \Delta_n(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}, h)|^2 \rangle \quad (1.2)$$

[Corrsin, 1951] montre alors que $D_{\Delta_n}(\boldsymbol{\rho}, h)$ peut s'exprimer dans le domaine inertiel ($l_0 < \rho < L_0$) par :

$$D_{\Delta_n}(\boldsymbol{\rho}, h) = C_n^2(h) \rho^{2/3} \quad (1.3)$$

Il introduit pour cela $C_n^2(h)$, la constante de structure des fluctuations de l'indice, qui caractérise la force de la turbulence à l'altitude h .

On peut montrer que les fonctions de covariance et de structure des fluctuations d'indice sont reliées de manière simple :

$$D_{\Delta_n}(\boldsymbol{\rho}, h) = 2 [B_{\Delta_n}(0, h) - B_{\Delta_n}(\boldsymbol{\rho}, h)] \quad (1.4)$$

A partir de cela, on peut exprimer la Densité Spectrale de Puissance (DSP) de l'indice des fluctuations d'indice par transformée de Fourier, que l'on utilise préférentiellement pour caractériser une grandeur statistique :

$$W_{\Delta_n}(\mathbf{f}, h) \simeq 0,033(2\pi)^{-2/3} C_n^2(h) f^{-11/3} \quad (1.5)$$

Cette DSP, ou spectre, est désignée comme spectre de Kolmogorov [Kolmogorov, 1941]. Il est valable uniquement dans le domaine inertiel et diverge par exemple en $f = 0$. Ce spectre est couramment utilisé dans le domaine de l'optique adaptative, où il sert notamment de base pour la modélisation des perturbations en entrée du systèmes. Néanmoins, le spectre de Kolmogorov présente une énergie infinie.

Von Karman proposa un modèle permettant de borner l'énergie de la turbulence. On associe alors les échelles interne et externe à des fréquences de coupure respectivement haute et basse ($1/l_0$ et $1/L_0$ cf. figure 1.1). Le spectre de Kolmogorov donné expression 1.5 est ainsi étendu en dehors du domaine inertiel dans [Winker, 1991] [Chassat, 1992] par :

$$W_{\Delta_n}^{karman}(\mathbf{f}, h) \simeq 0,033(2\pi)^{-2/3} C_n^2(h) \left(\frac{1}{L_0^2} + f^2 \right)^{-16/3} e^{-(fl_0)^2} \quad (1.6)$$

Pour f comprise dans le domaine inertiel, on retrouve le spectre de Kolmogorov.

1.1.2 Constante de structure des fluctuations d'indice

Nous revenons plus en détail sur la grandeur C_n^2 , essentielle pour caractériser la force de la turbulence à une altitude donnée. Elle apporte ce faisant une connaissance sur la répartition de la turbulence dans le volume d'atmosphère considéré lors de la propagation d'une onde électromagnétique, et intervient en ce sens dans les phénomènes d'anisoplanétisme et de scintillation que nous aborderons plus tard.

La grandeur C_n^2 dépend d'un nombre important de paramètres, tant météorologiques que topologiques, et évolue au cours du temps (saison, heure de la journée). Son influence sur les conditions d'observations et les performances des systèmes correcteurs ont conduit à développer un nombre important de techniques de mesure.

De la manière la plus simple il est premièrement possible d'avoir accès à une valeur intégrée de $C_n^2(h)$ sur toute la ligne de visée au travers de l'atmosphère Δh . On a alors :

$$C_n^2 \Delta h = \int C_n^2 dh \quad (1.7)$$

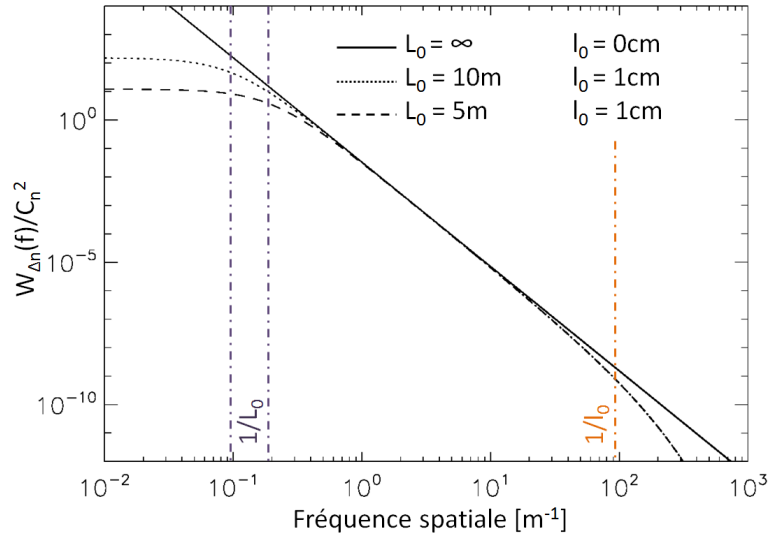


FIGURE 1.1 – Densité spectrale de puissance des fluctuations de l’indice de réfraction, normalisée par C_n^2 . On a représenté les cas d’une échelle externe infinie (turbulence Kolmogorov), et finie (turbulence Von Karman). Grande et petite échelles de la turbulence sont associées à des fréquences de coupure sur ces spectres.

Cette grandeur caractérise alors la force globale de la turbulence après traversée du volume d’atmosphère jusqu’à un instrument d’observation au sol, et permet de quantifier l’énergie des perturbations du front d’onde dans la pupille de l’instrument comme nous le verrons par la suite. Il est possible de quantifier cette grandeur à l’aide des analyseurs de front d’onde des systèmes d’optique adaptative, conjugués à la pupille du télescope, ou bien à l’aide d’instruments dédiés tel que le Differential Image Motion Monitor DIMM [Sarazin et Roddier, 1990] ou bien le Seeing Monitor généralisé [Ziad *et al.*, 2000].

On peut ensuite chercher à résoudre ponctuellement dans l’espace C_n^2 , de façon à obtenir sa distribution en altitude, ou profil. On peut premièrement avoir recours à des mesures de température sur des ballons sondes [Abahamid *et al.*, 2004]. Ensuite, des instruments optiques au sol dédiés peuvent réaliser des mesures indirectes, en exploitant par exemple la scintillation [Avila *et al.*, 1997].

Ces mesures du profil de C_n^2 ont révélé la tendance globale de la turbulence à se localiser à certaines altitudes, notamment au sol où elle est très forte, et en altitude autour de 15-20km d’altitude. Sur ce constat, une approche courante consiste à décrire la turbulence comme localisée dans un nombre fini de couches discrètes et indépendantes [Coulman *et al.*, 1995] [Roddier, 1981], dont l’épaisseur est négligeable devant la hauteur d’atmosphère. Le modèle empirique de Hufnagel [Hufnagel, 1974] est bien représentatif de cette description. Il traduit la dominance de la couche au sol, et d’une couche en altitude autour de 10 à 15km. Entre les deux, le *continuun* de turbulence est négligeable.

Le modèle de Hufnagel n’est pas adapté à tous les sites d’observation. On peut voir sur la figure 1.2 plusieurs profils typiques mesurés à l’Observatoire de Haute Provence. Outre la

couche au sol et une couche effectivement sise entre 13 et 15km, il existe un certain nombre de couches de force non négligeable entre 0 et 12km, dont le nombre, l'altitude et la force sont susceptibles d'évoluer rapidement (parfois à l'échelle de la minute). La compréhension des performances d'une optique adaptative, et dans certains cas son fonctionnement (cas des OA tomographiques par exemple), rendent la mesure du profil de C_n^2 alors indispensable comme nous aurons l'occasion de le constater au cours de ce manuscrit.

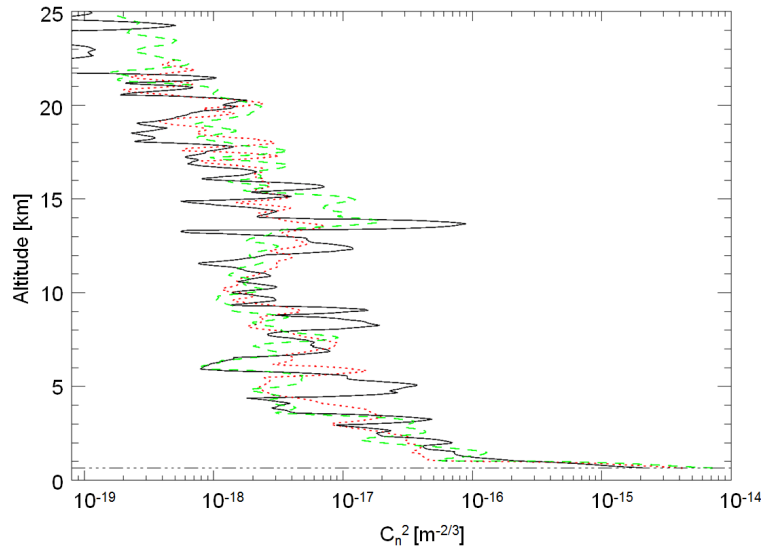


FIGURE 1.2 – Représentation de plusieurs profils altimétriques de C_n^2 mesurés à l'Observatoire de Haute Provence.

1.1.3 Effets des fluctuations d'indice sur la propagation d'une onde plane

Nous introduisons ici l'impact des fluctuations d'indice décrites dans les sous-sections précédentes sur la propagation d'une onde plane dans l'atmosphère terrestre. Nous raisonnons plus particulièrement sur les différences de chemins optiques induites, et donc sur les perturbations du front d'onde.

Des propriétés statistiques des variations d'indice nous déduisons celles des variations de phase, impactant directement la formation d'image. Nous donnons également les grandeurs qui caractérisent ces variations de phase, telles qu'elles seront utilisées dans la suite de ce manuscrit pour décrire le fonctionnement et le dimensionnement d'une OA (cf. chapitre 2), puis pour analyser ses performances (cf. chapitre 3).

Le front d'onde plan d'une onde électromagnétique de champ ψ émise par un objet céleste, est perturbée à la traversée d'une couche turbulente d'altitude h et d'épaisseur δh . L'épaisseur de cette couche est supposée suffisamment mince pour pouvoir négliger les effets diffractifs, et ainsi les fluctuations de l'amplitude du champ. Les fluctuations de la phase $\phi(\mathbf{r}, h)$ induites par

les fluctuations d'indice sont quant à elles simplement données par :

$$\phi(\mathbf{r}, h) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta_n(\mathbf{r}, h) \delta h \quad (1.8)$$

Avec λ la longueur d'onde. $\phi(\mathbf{r}, h)$, à l'instar de $\Delta_n(\mathbf{r}, h)$ est à moyenne nulle. Le champ à l'altitude h s'écrit donc :

$$\psi(\mathbf{r}, h) = e^{i\phi(\mathbf{r}, h)} \quad (1.9)$$

Propagation à travers une couche turbulente :

Le champ au sol $\psi(\mathbf{r}, 0)$ est obtenu par propagation au sens de Fresnel dans l'atmosphère :

$$\psi(\mathbf{r}, 0) = A(\mathbf{r}, 0) e^{i\phi(\mathbf{r}, 0)} \quad (1.10)$$

Avec $A(\mathbf{r}, 0)$ l'amplitude du champ, qui dépend des effets diffractifs lors de la propagation de l'onde entre la couche d'altitude h et le sol. Dans le cas de forte turbulence, les fluctuations d'amplitude du champ au sol, responsables des fluctuations de l'intensité observées (sur un détecteur par exemple), sont désignées sous le terme de scintillation. C'est ce phénomène qui est responsable du scintillement des étoiles proches de l'horizon à l'œil d'un observateur.

Si ces effets diffractifs peuvent être importants en observation endo-atmosphérique, ils sont en général écartés dans le cadre de l'observation astronomique [Roddier, 1981] en regard des fluctuations de phase, dominantes. Il s'agit de l'hypothèse de champ proche, qui consiste à considérer la distance de propagation petite (turbulence localisée dans les 15 premiers kilomètres de l'atmosphère), et les perturbations faibles sur les sites de qualité astronomique. Dans le cadre de cette hypothèse, l'onde ne subit que les effets de fluctuation de phase.

Propagation au travers plusieurs couches :

Si l'on suppose de plus que la turbulence est localisée dans un nombre fini de couches turbulentes n_c , on peut alors exprimer dans l'hypothèse de champ proche $\psi(\mathbf{r}, 0)$:

$$\psi(\mathbf{r}, 0) = \sum_{j=1}^{n_c} e^{i\phi(\mathbf{r}, h_j)} \quad (1.11)$$

L'étude de l'impact de la turbulence atmosphérique sur la propagation de l'onde électromagnétique est réalisée en considérant la phase au sol :

$$\phi(\mathbf{r}, 0) = \sum_{j=1}^{n_c} \phi(\mathbf{r}, h_j) \quad (1.12)$$

1.1.4 Paramètre de Fried

Fried introduit dans [Fried, 1966] le paramètre r_0 , appelé paramètre ou encore rayon de Fried. Il caractérise la force totale de la turbulence rencontrée par une onde plane après traversée

de l'atmosphère et de ces différentes couches dans une direction donnée. Dans le cadre d'une turbulence de type Kolmogorov, on a :

$$r_0 \simeq \left(0,42 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{\cos\gamma} \int_0^\infty C_n^2(h) dh \right)^{-3/5} \quad (1.13)$$

Avec γ l'angle zénithal. Cette expression est également valable dans le cas d'un spectre de turbulence Von Karman. r_0 peut être vu comme une aire de cohérence spatiale de la turbulence. Il est également directement relié à la résolution des images obtenues au sol en présence de turbulence, au travers du *seeing* s , défini par :

$$s = \frac{\lambda}{r_0} \quad (1.14)$$

Par analogie avec le critère de Rayleigh¹, on peut voir immédiatement que r_0 correspond à un diamètre de télescope équivalent donnant hors turbulence la même résolution qu'en présence de turbulence. Le seeing définit par là même une limite de résolution des instruments au sol en l'absence d'une correction effective de la turbulence.

Enfin, on notera la forte chromaticité du r_0 , évoluant en $\lambda^{6/5}$. Cela traduit le fait que la turbulence est plus forte aux petites longueur d'onde. A l'opposé, le seeing est quasiment achromatique (évolution en $\lambda^{-1/5}$). Il est en général donné à 500nm. A cette longueur d'onde, un site de qualité astronomique comme Paranal au Chili² affiche des r_0 de l'ordre de 12cm, et un seeing médian de 0,85" d'arc.

1.1.5 Propriétés spatiales de la phase turbulente

Nous étudions ici la statistique spatiale de la phase turbulente. A l'instar des fluctuations d'indice, on peut définir la fonction de structure des fluctuations de phase après traversée d'une couche turbulente à l'altitude h , d'épaisseur δh :

$$D_\phi(\boldsymbol{\rho}, h) = \langle |\phi(\mathbf{r}, h) - \phi(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}, h)|^2 \rangle \quad (1.15)$$

A partir des expressions 1.3 et 1.8, nous exprimons $D_\phi(\boldsymbol{\rho}, h)$ dans le domaine inertiel :

$$D_\phi(\boldsymbol{\rho}, h) \simeq 2,91 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 C_n^2(h) \delta h \rho^{5/3} \quad (1.16)$$

De cette expression, nous déduisons la fonction de structure de la phase après traversée d'un nombre fini de couches turbulentes indépendantes, en injectant dans l'expression intégrée du profil de $C_n^2(h)$ le long de la ligne de visée (cf. expression 1.7) le paramètre de Fried r_0 donné expression 1.13 :

$$D_\phi(\boldsymbol{\rho}) \simeq 6,88 \left(\frac{\rho}{r_0} \right)^{5/3} \quad (1.17)$$

1. La résolution angulaire d'un télescope de diamètre D est donnée par $1,22 \frac{\lambda}{D}$

2. Site d'implantation du Very Large Telescope (VLT) de l'ESO.

De la même façon il convient de donner la DSP spatiale des fluctuations de phase pour une turbulence de type Kolmogorov, à partir de $W_{\Delta_n}(\mathbf{f}, h)$ la DSP des fluctuations d'indice d'une turbulence de type Kolmogorov, donnée expression 1.5 :

$$W_{\phi}(\mathbf{f}) \simeq 0,023 \left(\frac{1}{r_0} \right)^{5/3} f^{-11/3} \quad (1.18)$$

On peut déduire avec le même raisonnement la DSP des fluctuations de phase pour une turbulence de type Von Karman, prenant en compte l_0 et L_0 , en utilisant cette fois-ci l'expression 1.6 de $W_{\Delta_n}^{karman}(\mathbf{f}, h)$.

1.1.6 Évolution angulaire de la phase turbulente

Du fait de ses évolutions spatiales rapides dans le volume, la turbulence atmosphérique se décorrèle angulairement très rapidement : deux fronts d'onde traversant l'atmosphère en deux trajectoires distinctes ont peu de chance de subir les mêmes perturbations. Ce phénomène, décrit dans [Fried, 1982], est appelé anisoplanétisme. Nous l'avons illustré sur la figure 1.3, où le parcours de deux fronts d'onde issus de deux sources séparées d'un angle α est représenté au travers de l'atmosphère. Deux couches turbulentes sont visibles, la première proche du sol, et l'autre en altitude. On comprend alors que le recouvrement des deux fronts d'onde et donc potentiellement la corrélation des perturbations subies est fonction premièrement de la séparation angulaire des sources α , mais également du profil altimétrique de C_n^2 : pour la couche la plus basse, les perturbations rencontrées par les deux fronts d'onde sont quasiment identiques. Pour la couche en altitude, ce n'est plus le cas et les perturbations de la phase seront sensiblement différentes.

Pour étudier statistiquement le phénomène d'anisoplanétisme, nous considérons l'expression de la fonction de structure des fluctuations de phase pour une turbulence de type Kolmogorov, donnée expression 1.17, en considérant $\rho = \alpha h$ la distance entre les deux fronts d'onde perturbés par une couche turbulente à l'altitude h :

$$D_{\phi}(\alpha h, h) = 6,88 \left(\frac{\alpha h}{r_0} \right)^{5/3} \quad (1.19)$$

Cette expression permet de définir l'angle d'anisoplanétisme θ_0 , qui correspond alors à l'angle de séparation pour lequel la décorrélation des fronts d'onde reste acceptable. Cette définition repose sur un critère arbitraire qui dépend du domaine d'utilisation. Par exemple, on trouve dans [Fried, 1982] une définition consistant à choisir θ_0 tel que $D_{\phi}(\alpha h, h)$ soit au plus égale à 1 rad^2 . Dans ces conditions il vient :

$$\theta_0 \simeq 0,314 \frac{r_0}{\alpha h} \quad (1.20)$$

Dans le cas multi-couche, l'altitude de la couche unique h est remplacée par une altitude moyenne pondérée du profil altimétrique de C_n^2 dans la précédente expression. Dans des conditions typiques d'observation, θ_0 , définissant le domaine isoplanétique, est de l'ordre de quelques secondes d'arc dans le visible. Au delà, la turbulence se décorrèle, et la correction apportée par une optique adaptative classique par exemple n'est plus efficace.

Maintenant que les propriétés spatiales de la turbulence ont été introduites, nous allons considérer ses aspects évolutifs.

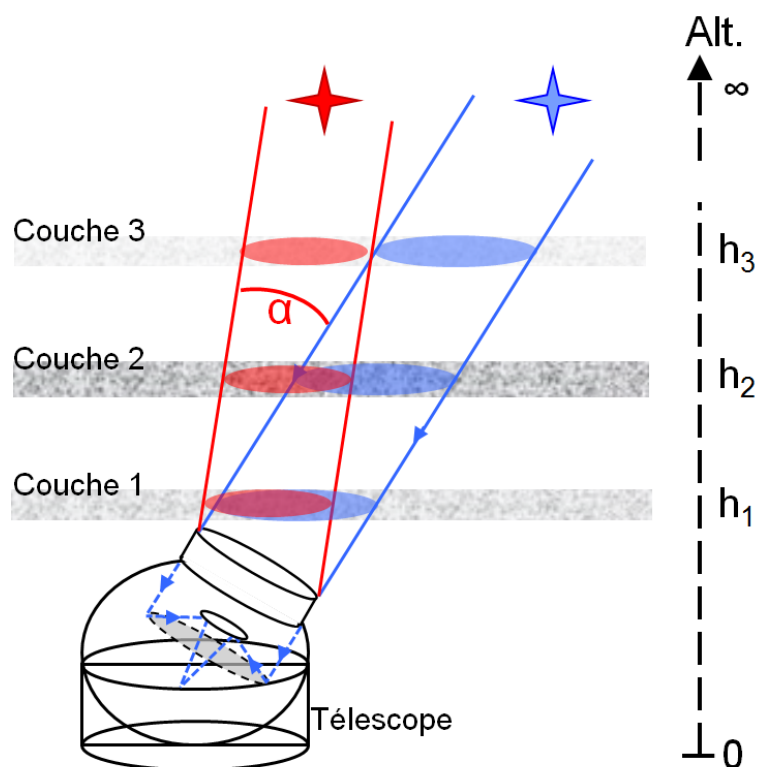


FIGURE 1.3 – Illustration du phénomène d’anisoplanétisme : la turbulence rencontrée par les fronts d’onde (ovales rouge et bleu) issus de deux sources séparées d’un angle α ne rencontrent pas les mêmes perturbations atmosphériques. La turbulence est d’autant plus décorrélée que la séparation est grande et que les couches turbulentes sont hautes en altitude.

1.1.7 Propriétés temporelles

L'approche la plus couramment utilisée consiste à décrire la turbulence comme une succession d'écrans de phase indépendants en translation uniforme. Il s'agit de l'hypothèse de Taylor [Taylor, 1938], dite de la turbulence gelée. Chaque couche est alors animée dans une direction d'une certaine vitesse, propre au vent à l'altitude considérée. Cette approche suppose que les temps caractéristiques d'évolution de la turbulence sont petits devant ceux dus à la translation de la couche dans la pupille du télescope. Dans ces conditions, on peut aisément passer des propriétés spatiales de la turbulence, présentées au cours de ce chapitre, à ses propriétés temporelles. Cette hypothèse est utilisée dans [Conan et al., 1995] pour exprimer la DSP temporelle de la phase turbulente dans la pupille d'un télescope au sol à partir de sa DSP spatiale. Il est en effet possible d'invertir variables d'espace et de temps :

$$\phi(\mathbf{r}, t + \tau, h) = \phi(\mathbf{r} + \tau \mathbf{V}(h), t, h) \quad (1.21)$$

Avec $\mathbf{V}(h)$ le vecteur vitesse du vent de la couche à l'altitude h . De cette propriété primordiale en optique adaptative on déduit le spectre temporel de la phase turbulente pour un ensemble de couches, à partir de son spectre spatial :

$$DSP_\phi(\nu) \simeq 0,033(2\pi)^{-2/3} \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \int_0^{h_{max}} \frac{C_n^2(h)}{V(h)} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\left(\frac{\nu}{V(h)}\right)^2 + f_y^2 \right)^{-11/6} df_y dh \quad (1.22)$$

Cette expression est obtenue en supposant une distribution de vent colinéaire suivant l'axe x . f_y représente la composante suivant y du vecteur fréquence spatiale $\mathbf{f}$.

Grâce à l'hypothèse de Taylor, on peut enfin définir un temps caractéristique d'évolution de la turbulence, en raisonnant de la même façon que pour la détermination du domaine isoplanétique. On exprime pour cela la fonction de structure des fluctuations de phase dans le domaine temporel :

$$D_\phi(\tau) \simeq 6,88 \left(\frac{\bar{V}\tau}{r_0} \right)^{5/3} \quad (1.23)$$

Par analogie à $\bar{h}$, $\bar{V}$ définit une vitesse de vent moyenne pondérée du profil de turbulence. Cette expression permet de déterminer, par un critère, τ_0 , le temps caractéristique d'évolution de la turbulence, sensible à un horizon temporel de corrélation. Nous l'exprimons par exemple ici de façon à ce que $D_\phi(\tau)$ soit au plus égale à 1 rad^2 :

$$\tau_0 \simeq 0,314 r_0 / \bar{V} \quad (1.24)$$

Bien que ce critère soit arbitraire, il permet en première approximation d'estimer un temps caractéristique d'évolution de la turbulence, de l'ordre de quelques millisecondes dans le visible pour des conditions typiques de Paranal, soit $s = 0,8''$ d'arc à 500nm. Il s'agit d'une donnée dimensionnante pour les systèmes d'optique adaptative, car τ_0 définit alors la bande passante de correction requise.

1.2 Décomposition modale de la phase turbulente

Nous avons pu décrire dans la précédente section les propriétés statistiques de la turbulence atmosphérique de manière globale. Nous nous intéressons maintenant à ces propriétés du point de vue de l'observateur. En d'autres termes, il nous faut décrire les propriétés de la phase perturbée dans la pupille d'un instrument au sol.

Il est dans ce cadre plus aisé d'un point de vue mathématique de manipuler la phase turbulente décomposée sur une base discrète de modes. Plusieurs bases sont couramment utilisées dans le domaine de l'optique adaptative (OA). Dans ce manuscrit, nous considérons uniquement la plus utilisée, à savoir la base des polynômes de Zernike [Bezdid'ko, 1974] [Noll, 1976].

Cette base orthonormée, définie sur un support circulaire, est idéale pour la description des aberrations optiques. Elle possède en outre une expression analytique, qui permet très simplement de mettre en œuvre les calculs et analyses de la phase turbulente. De plus, l'ordonnement des polynômes de Zernike est similaire à l'organisation de l'espace de Fourier, et permet en conséquence de déduire sur cette base des expressions simples des propriétés de la turbulence. Cette propriété est également intéressante pour étudier le fonctionnement d'une OA, comme nous le verrons dans la suite de ce manuscrit.

1.2.1 Définition de la base des polynômes de Zernike

Cette base fut proposée en 1934 par Zernike. Il s'agit de polynômes définis sur un support circulaire plein. Nous donnons ici leur expression analytique en coordonnées polaires $\mathbf{r} = (r, \theta)$ sur ce support. Chaque élément de la base, ou polynôme Z_i , est fonction d'un ordre radial n , d'un ordre azimutal m , et de la parité de leur ordre d'apparition i .

Nous utilisons l'ordonnement des polynômes de Zernike introduit dans [Noll, 1976] où les polynômes sont numérotés suivant leur ordre d'apparition i entier supérieur ou égal à 1 ($i=1$ correspondant au piston), l'expression de Z_i est :

$$\begin{cases} Z_i = \sqrt{n+1}R_n^m(r)\sqrt{(2)}\cos(m\theta) & m \neq 0, i \text{ pair} \\ Z_i = \sqrt{n+1}R_n^m(r)\sqrt{(2)}\sin(m\theta) & m \neq 0, i \text{ impair} \\ Z_i = \sqrt{n+1}R_n^m(r)\sqrt{(2)}\cos(m\theta) & m = 0 \end{cases} \quad (1.25)$$

Avec :

$$R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s![(n+m)/2-s]![(n-m)/2-s]!} r^{n-2s} \quad (1.26)$$

Les premiers polynômes de la base de Zernike sont présentés sur la figure 1.4. Ils correspondent aux aberrations optiques classiques : défocalisation (Z_4), astigmatismes (Z_5 et Z_6), coma (Z_7 et Z_8), aberration sphérique (Z_{11}), etc. Les deux premiers polynômes après le piston correspondent aux modes de basculement, appelés également modes tip et tilt.

La famille des polynômes de Zernike constituant une base orthonormée, on a par définition :

$$\frac{1}{S} \int_S \mathbf{Z}_i(\mathbf{r}) \mathbf{Z}_j^*(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \delta_{ij} \quad (1.27)$$

Avec S la surface de la pupille circulaire, et δ le symbole de Kronecker valant 1 si et seulement si $i = j$, 0 autrement.

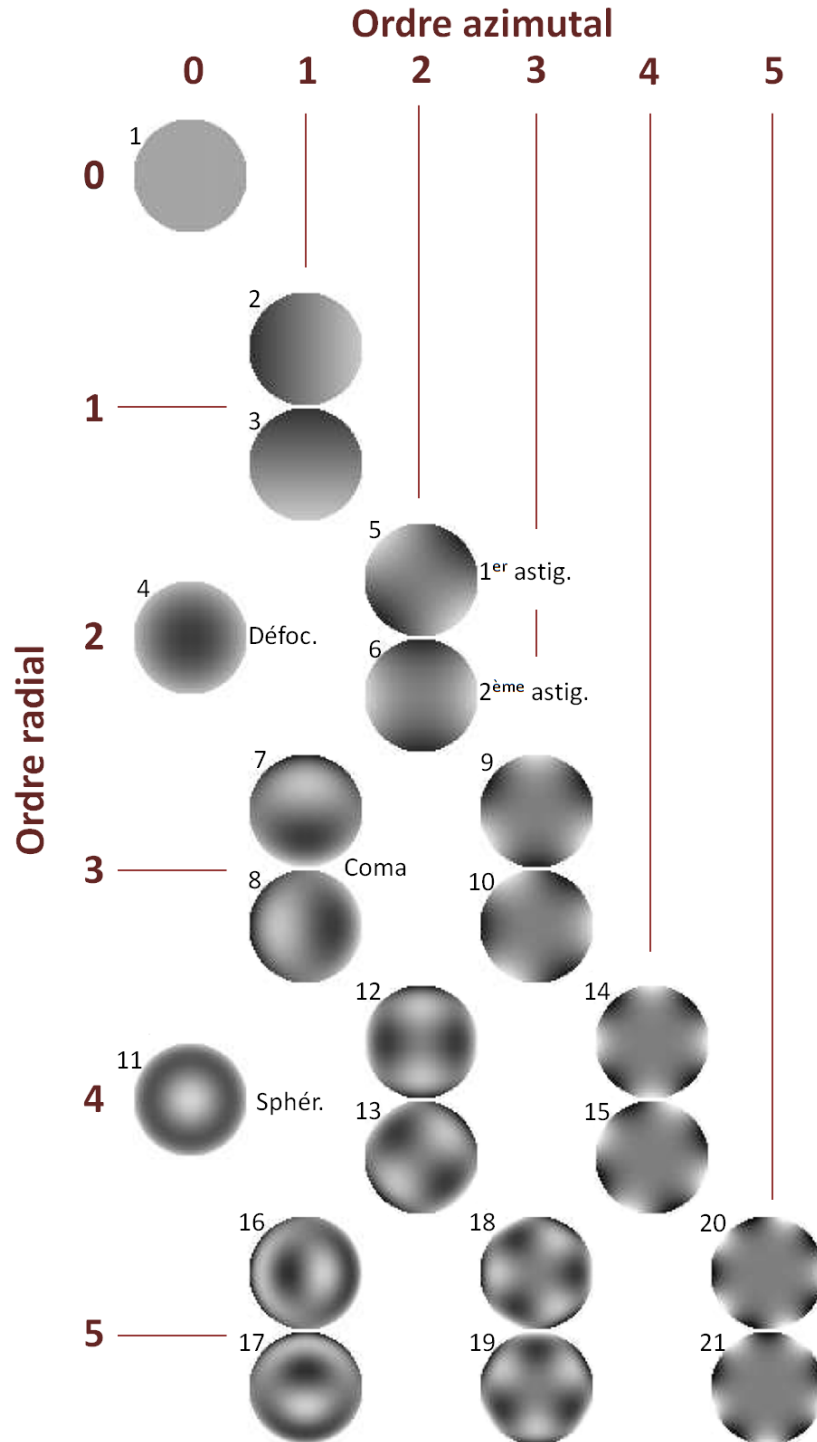


FIGURE 1.4 – Représentation des premiers polynômes de Zernike, formant une base orthonormée de la phase en plan pupille.

Pour finir sur les propriétés notables de cette base pour notre usage, on remarque que les polynômes de Zernike sont rangés par fréquences spatiales croissantes. L'ordre radial étant alors assimilable à une fréquence spatiale radial, et l'ordre azimutal à une fréquence spatiale sur un cercle inscrit à la pupille. Cet ordonnancement permet notamment de raisonner sur la base de Zernike comme sur la base de Fourier. Nous y reviendrons par la suite.

1.2.2 Turbulence atmosphérique sur les modes de Zernike

La phase turbulente est décomposée sur la base des polynômes de Zernike (que l'on nommera base de Zernike) de la manière unique suivante :

$$\phi(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i Z_i(\mathbf{r}) \quad (1.28)$$

Où les a_i sont les coefficients de la décomposition tels que :

$$a_i = \frac{1}{S} \int_S \phi(\mathbf{r}) Z_i(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (1.29)$$

En nous appuyant sur la section 1.1, nous pouvons maintenant exprimer les propriétés statistiques spatiales et temporelles de la phase turbulente sur la base de Zernike.

Il est ainsi développé dans [Noll, 1976] une expression de la covariance entre deux modes i et j de la turbulence exprimée sur la base de Zernike, pour un spectre de type Kolmogorov :

$$\begin{aligned} \langle a_i a_j \rangle = & 3,9 \sqrt{(n_i + 1)(n_j + 1)} (-1)^{(n_i + n_j - 2m_i)/2} \delta_{m_i m_j} \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \\ & \times \frac{2^{-14/3} \Gamma(14/3) \Gamma[(n_i + n_j - \frac{5}{3})/2]}{\Gamma[(-n_i + n_j + \frac{17}{3})/2] \Gamma[(n_i - n_j + \frac{17}{3})/2] \Gamma[(n_i + n_j + \frac{23}{3})/2]} \end{aligned} \quad (1.30)$$

Où n_i et m_i (respectivement n_j et m_j) sont l'ordre radial puis azimutal du mode i (respectivement j). D correspond au diamètre de la pupille, et $\Gamma(\cdot)$ désigne la fonction Gamma.

Les coefficients $\langle a_i a_j \rangle$ sont rassemblés dans la matrice de covariance de la turbulence sur la base de Zernike, représentée figure 1.5.

On remarque que cette matrice n'est pas diagonale. Les modes de la turbulence ne sont donc pas indépendants statistiquement sur la base de Zernike. Certaines bases ont été proposées afin de pallier ce problème, telle que la base des modes de Karhunen-Loève (KL). Néanmoins, ces modes ne possèdent pas d'expression analytique. Les premiers modes KL sont en outre très proches des polynômes de Zernike. De plus, les termes de corrélation restent très faibles par comparaison à la diagonale de la matrice, donnant la variance de la turbulence sur chacun des modes de la base.

A ce titre, nous avons représenté sur la figure 1.6 cette diagonale.

- On note premièrement que la variance de la turbulence décomposée ne dépend que de l'ordre radial, et non du degré azimutal. Cela justifie par la suite de considérer comme représentative de la turbulence la variance moyenne par ordre radial.

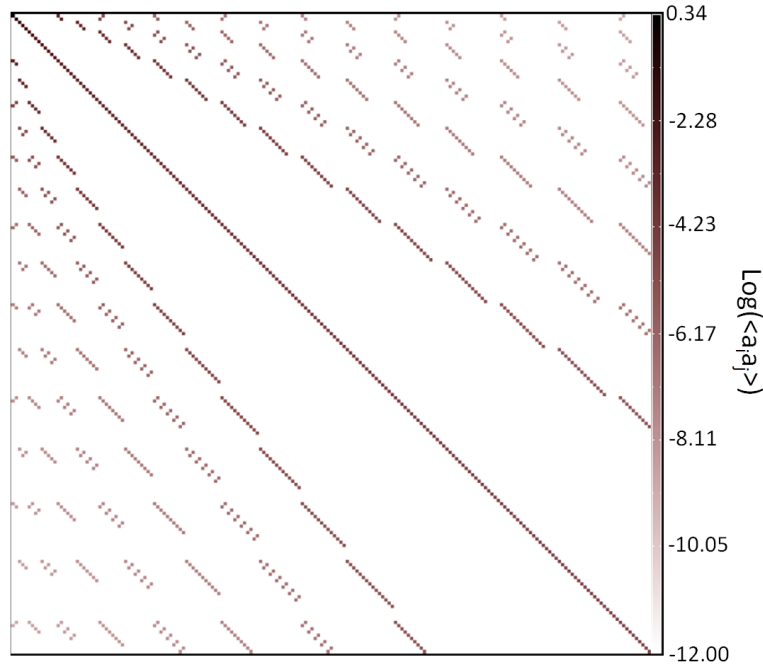


FIGURE 1.5 – Matrice de covariance de la turbulence type Kolmogorov sur la base des polynômes de Zernike. L'échelle de visualisation est logarithmique, afin de pouvoir distinguer les termes non-diagonaux, faibles.

- Ensuite, l'énergie décroît avec l'ordre radial en $(n + 1)^{-11/3}$, et donc avec la fréquence spatiale de la turbulence. La base des polynômes de Zernike est donc d'une part bien adaptée, car ces premiers modes concentrent la plus grande part de l'énergie. D'autre part cela signifie que la compensation des perturbations de basses fréquences spatiales, plus facile à mettre en œuvre instrumentalement, est suffisante pour corriger la plus grande part de la turbulence.

Un développement de l'expression 1.30 présenté dans [Conan, 1994] permet de donner une expression asymptotique de la variance de la turbulence Kolmogorov de chaque polynôme de l'ordre radial n (pour n grand) :

$$\sigma^2(n) = 2,2698(n + 1) \frac{\Gamma(n - 5/6)(D/r_0)^{5/3}}{[\Gamma(17/6)]^2 \Gamma(n + 23/6)} \quad (1.31)$$

Enfin, on peut très simplement exprimer la variance totale de la turbulence à partir des expressions 1.28 et 1.30, en tirant grand avantage de l'orthonormalisation de la base de Zernike :

$$\sigma_\phi^2 = \frac{1}{S} \int_\infty \langle \phi(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \sum_{i=1}^{\infty} \langle a_i^2 \rangle \quad (1.32)$$

Soit :

$$\sigma_\phi^2 \simeq 1,03 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad (1.33)$$

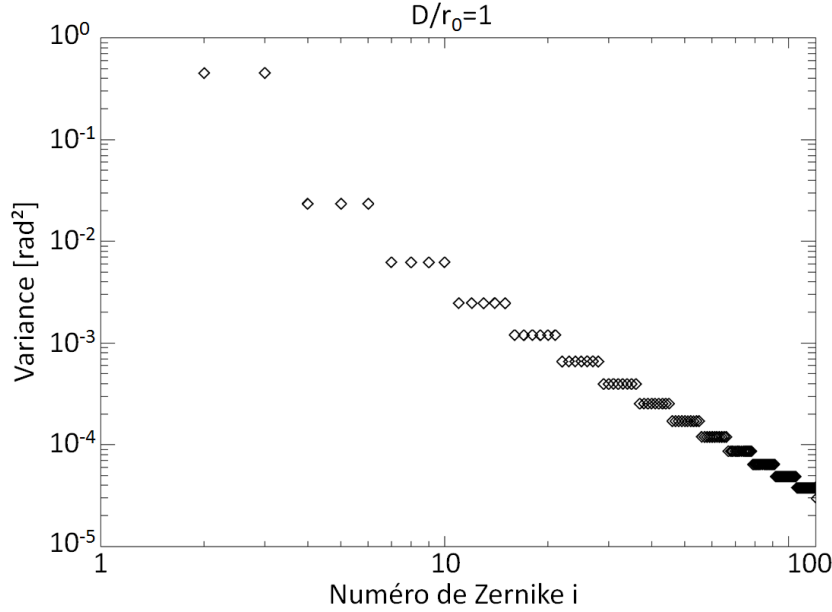


FIGURE 1.6 – Variance de la phase turbulente de type Kolmogorov sur la base des polynômes de Zernike, pour un D/r_0 de 1. Il s’agit des termes diagonaux de la matrice de covariance présentée figure 1.5.

1.2.3 Effet de l’échelle externe

L’échelle externe, quand elle est proche du diamètre du télescope, a un effet d’atténuation de l’énergie turbulente. Cette atténuation décroît très vite avec n , de sorte que les effets les plus notables interviennent sur les modes de basculement, voire sur les ordres suivants pour de très petites échelles externes.

On peut trouver dans [Winker, 1991] [Chassat, 1992] un développement de la variance moyenne par ordre radial tenant compte de ces effets, donné pour une échelle externe grande devant le diamètre du télescope ($\frac{D}{L_0} \ll 1$) :

$$\begin{aligned}
 \sigma_{karman}^2(1) &\simeq 0,451 \left[1 - 0,77 \left(\frac{2\pi D}{L_0} \right)^{1/3} + 0,09 \left(\frac{2\pi D}{L_0} \right)^2 - 0,054 \left(\frac{2\pi D}{L_0} \right)^{7/3} \right] \left(\frac{2\pi D}{r_0} \right)^{5/3} \\
 \sigma_{karman}^2(2) &\simeq 0,0234 \left[1 - 0,39 \left(\frac{2\pi D}{L_0} \right)^2 + 0,27 \left(\frac{2\pi D}{L_0} \right)^{7/3} \right] \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \\
 \sigma_{karman}^2(n > 3) &\simeq 0,756(n+1) \frac{\Gamma(n-5/6)}{\Gamma(n+23/6)} \left[1 - \frac{0,38}{(n-11/6)(n+23/6)} \left(\frac{2\pi D}{L_0} \right)^2 \right] \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3}
 \end{aligned} \tag{1.34}$$

L’expression de cette variance avec prise en compte de l’échelle externe est appelée par la suite spectre spatial de Von Karman de la turbulence. Pour L_0 de l’ordre de la pupille de l’instrument, il est possible de recourir à un calcul de $\sigma_{karman}^2(n)$ par intégration numérique de la corrélation angulaire de la phase turbulente décomposée sur les polynômes de Zernike [Fusco, 2000].

Nous avons présenté les propriétés spatiales notables de la phase turbulente décomposée sur la base de Zernike. Ces modèles seront utilisés tout au cours de ce manuscrit, et nous y

ferons régulièrement référence. En toute logique, nous allons maintenant décrire les propriétés statistiques temporelles de la turbulence sur cette même base. Il nous faut déjà introduire le lien entre les évolutions temporelles et spatiales de la turbulence.

1.2.4 Équivalence entre fréquence spatiale et polynômes de Zernike

Nous avons déjà pu discuter des similitudes existantes entre base des polynômes de Zernike et fréquences spatiales. Elles sont importantes pour appréhender physiquement un certain nombre de notions abordées au cours de ces premiers chapitres, par exemple pour relier les caractéristiques des composants principaux d'une OA (nombre d'actionneurs du miroir déformable, nombre de mesures de l'analyseur, bande passante) à la qualité de correction du front d'onde turbulent. Nous revenons plus en détail sur ce point.

On ne peut associer directement un polynôme de Zernike à une fréquence spatiale pure. Le but des travaux présentés dans [Conan, 1994] est alors d'étudier les composantes fréquentielles de chacun des polynômes de Zernike et d'en déterminer la répartition en énergie.

Pour cela, nous donnons le spectre du polynôme de Zernike Z_i d'ordres (n, m) :

$$|\tilde{Z}_i(\mathbf{f})|^2 = 4(n+1) \left[\frac{J_{n+1}(\pi D f)}{\pi D f} \right]^2 \begin{cases} 2\cos^2(m\theta) & m \text{ pair} \neq 0 \\ 2\sin^2(m\theta) & m \text{ impair} \neq 0 \\ 1 & m = 0 \end{cases} \quad (1.35)$$

Avec $\tilde{Z}_i(\mathbf{f})$ la transformée de Fourier du polynôme Z_i , et $\mathbf{f}$ le vecteur fréquence spatiale.

Les spectres moyennés sur tous les polynômes d'un même ordre radial n font apparaître une symétrie de révolution centrée autour de la fréquence $F_c(n)$. Ces spectre moyens sont d'autant plus piqués que l'ordre radial n est grand. Ainsi plus l'ordre radial d'un polynôme sera élevé, plus il sera assimilable à une fréquence spatiale pure. Un développement asymptotique des spectres moyennés permet d'obtenir une expression approchée de $F_c(n)$, fréquence spatiale alors associée aux polynômes d'ordre radial n :

$$F_c(n) \simeq 0,37 \frac{(n+1)}{D} \quad (1.36)$$

Il s'agit d'une approximation, car on a mis de côté la dépendance azimutale des polynômes de Zernike. On associe alors à tous les polynômes d'ordre radial n les modes de Fourier de fréquence spatiale $\mathbf{f}$ tels que $\|\mathbf{f}\| = F_c(n)$.

1.2.5 Propriétés temporelles de la turbulence décomposée sur les polynômes de Zernike

A partir de l'analogie entre polynômes de Zernike et modes de Fourier, il est aisé de déduire les propriétés temporelles de la turbulence sur la base de Zernike.

Chaque polynôme de Zernike est en effet maintenant associé à une famille de modes de Fourier de fréquence spatiale $F_c(n)$, se translatant dans la pupille de l'instrument à la vitesse du

vent V dans l'hypothèse de Taylor. On peut donc attribuer à chaque polynôme une fréquence temporelle $\nu_c(n)$ [Conan *et al.*, 1995] telle que :

$$\nu_c(n) = VF_c(n) \simeq 0,37(n+1)\frac{V}{D} \quad (1.37)$$

Cette expression fait apparaître le paramètre V/D [Hz], très souvent utilisé dans la suite de ce manuscrit pour caractériser les évolutions temporelles de la turbulence.

Cette équivalence permet en outre de calculer les DSP temporelles de la phase turbulente décomposée sur la base de Zernike, par intégration de l'expression 1.22. Ainsi, pour une unique couche turbulente traversée :

1. Pour tous les polynômes d'un ordre radial donné, $\nu_c(n)$ correspond à une fréquence de coupure traduisant un changement de régime asymptotique.
2. Après la coupure, le régime asymptotique est en $\nu^{-17/3}$ quelque soit l'ordre azimutal.
3. Avant la coupure, le régime dépend de la direction du vent et de l'ordre azimutal.

Nous avons représenté sur la figure 1.7 la DSP temporelle de la phase turbulente ainsi que ses propriétés pour quelques uns des polynômes de Zernike (obtenue par simulation end-to-end, cf. chapitre 2). Chaque polynôme d'un même ordre radial possédant la même fréquence de coupure, il est courant de moyenner leur DSP temporelles, ce qui a pour effet de moyenner le régime à basse fréquence sans pour autant modifier la fréquence de coupure et l'asymptote haute fréquence. L'asymptote basse fréquence tend dans le cas général vers ν^0 .

Dans le cas multi-couche, les spectres se moyennent. Le régime haute-fréquence reste en $\nu^{-17/3}$, tandis que le régime basse fréquence est maintenant en $\nu^{-2/3}$ pour les modes de basculement, et en ν^0 pour les ordres radiaux supérieurs. Il est également possible d'observer plusieurs fréquences de coupure, associées aux vitesses de vent des couches dominantes.

Notons enfin que l'échelle externe est susceptible de changer le comportement asymptotique de ces DSP. Nous y reviendrons au chapitre 7.

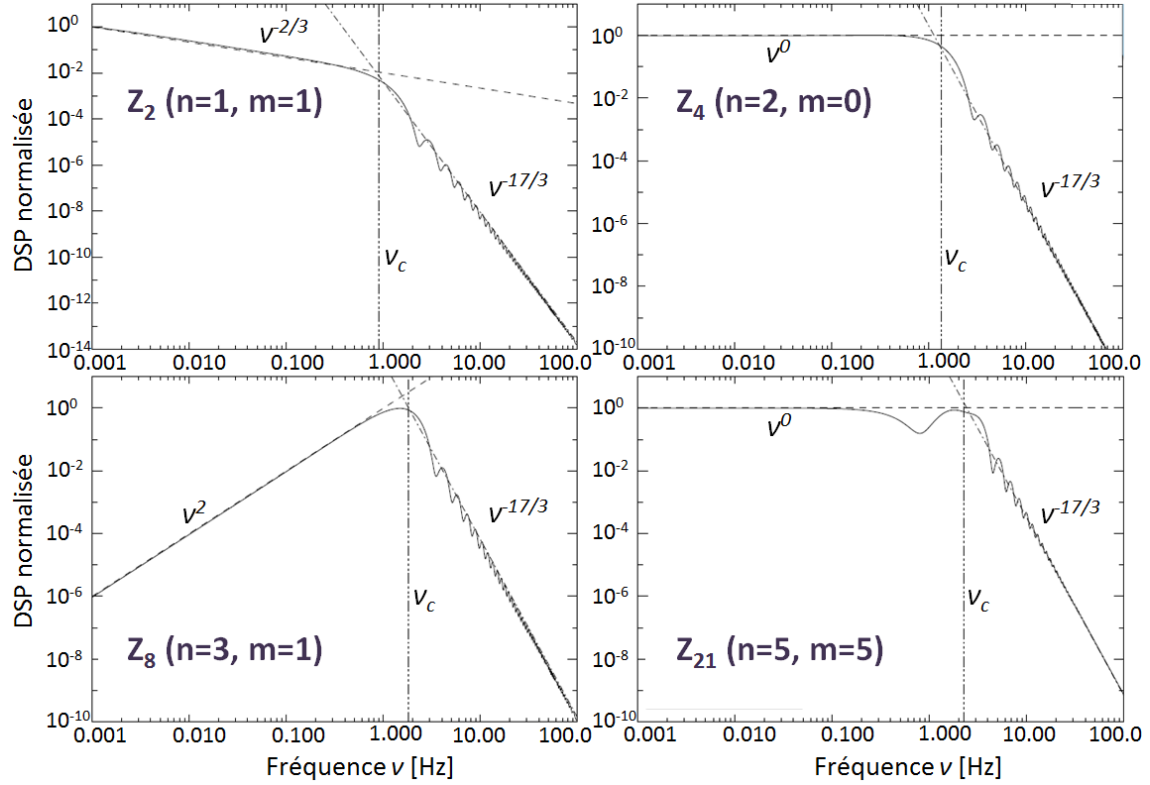


FIGURE 1.7 – Densités spectrales de puissance de la turbulence (normalisées) décomposée sur les modes de Zernike, dans le cas d’une unique couche turbulente ($V/D = 8Hz$). On donne l’exemple de 4 polynômes d’ordres radiaux n et azimutaux m différents. Les asymptotes basse et haute fréquence sont indiquées. Les lignes verticales ν_c identifient les fréquences de coupure.

1.3 Formation d'image en présence de turbulence

Nous avons décrit jusque là les propriétés statistiques des fluctuations de phase dans la pupille d'un instrument au sol, provoquées par la turbulence atmosphérique. Nous allons maintenant présenter les effets dégradant les images au foyer de cet instrument. Ils justifient le développement de systèmes compensateurs.

1.3.1 Rappels

Un système imageur, de réponse linéaire et invariante par translation, donne d'un objet O une image I par la relation :

$$I = FEP * O \quad (1.38)$$

FEP est la Fonction d'Étalement du Point, et $*$ désigne le produit de convolution. La FEP correspond à la réponse impulsionnelle du système imageur, c'est à dire à l'image d'un point source à l'infini. On définit également la Fonction de Transfert Optique du système (FTO), transformée de Fourier de la FEP, qu'il est possible d'obtenir par auto-corrélation de la fonction pupille $\mathcal{P}$ ³. Par la théorie de diffraction de Fraunhofer, nous exprimons la FEP :

$$FEP(\boldsymbol{\rho}) \propto |TF[\psi(\boldsymbol{\rho}, 0)\mathcal{P}(\boldsymbol{\rho})]|^2 \quad (1.39)$$

Avec nous le rappelons $\psi(\boldsymbol{\rho}, 0)$ l'amplitude du champ complexe de l'onde incidente au niveau de la pupille de l'instrument. $\mathcal{P}(\boldsymbol{\rho})$ est la fonction pupille, définie par :

$$\mathcal{P}(\boldsymbol{\rho}) = \begin{cases} 1 & \text{si } \frac{d}{2} \leq \|\boldsymbol{\rho}\| \leq \frac{D}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.40)$$

Avec d le diamètre de la possible obstruction centrale du télescope, et D le diamètre de la pupille. La relation entre FTO, FEP et fonction pupille est illustrée sur le schéma de la figure 1.8

En l'absence de turbulence, l'amplitude en champ complexe ne subit aucun retard de phase, et a une valeur réelle et uniforme sur la pupille. La FEP est une tache d'Airy, dont la largeur à mi-hauteur vaut sensiblement λ/D . Il s'agit de la résolution ultime de l'instrument imageur (FEP parfaite), qui augmente avec D .

1.3.2 Effets de la turbulence

Les fluctuations de phase induites par l'atmosphère vont dégrader les images formées. Deux cas de figure :

- Le plus petit élément diffractant est la pupille du télescope : dans ce cas, l'image formée est assez proche de la FEP parfaite, bien que légèrement déformée. Sa largeur à mi-hauteur angulaire est toujours de l'ordre de λ/D .
- Le plus petit élément diffractant est la turbulence, de paramètre de Fried r_0 : la tache image est alors éclatée, et présente des tavelures de dimensions caractéristiques λ/D . L'aire d'étalement de l'image est maintenant de l'ordre de λ/r_0 . La sommation d'un grand

3. Théorème de Wiener-Khintchine

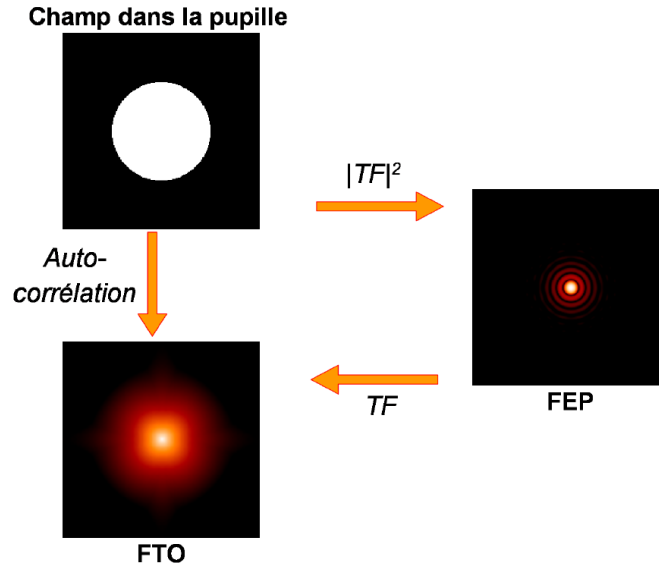


FIGURE 1.8 – Relation entre l'amplitude du champ dans la pupille, FEP et FTO (tiré de [Parisot, 2012]). On a représenté dans ce cas l'image en l'absence de perturbation du front d'onde et d'obstruction centrale. La FEP correspond à la tache d'Airy.

nombre de ces images permet de converger vers une image dite « longue pose ». Les effets de la turbulence s'y moyennent et on tend à obtenir une image de forme gaussienne de largeur à mi-hauteur λ/r_0 . On retrouve bien la notion de résolution attachée au paramètre de Fried, discutée au paragraphe 1.1.4.

Nous avons représenté sur la figure 1.9 les cas d'une image limitée par la diffraction en l'absence de turbulence, une image courte pose en présence d'une forte turbulence, puis l'image longue pose correspondante.

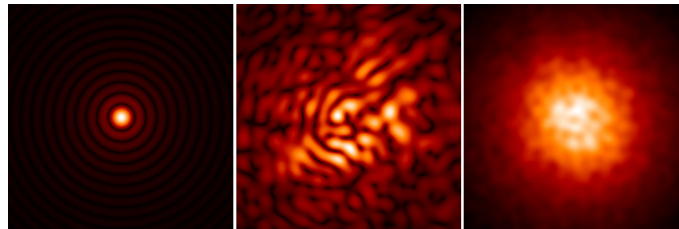


FIGURE 1.9 – Effets de la turbulence atmosphérique sur les images en plan focal. Gauche : en l'absence de perturbations tache d'Airy. Milieu : courte pose avec un D/r_0 de 10. Droite : image longue pose pour le même D/r_0 .

Ce constat permet de revenir sur l'importance du paramètre D/r_0 , qui apparaît notamment dans l'expression de la variance de phase résiduelle équation 1.31. En plus de donner directement la force de turbulence, il permet en imagerie de distinguer les deux régimes :

1. $D < r_0$, $D/r_0 < 1$: la pupille est le plus petit élément diffractant, l'image est limitée par la diffraction.

2. $D > r_0$, $D/r_0 > 1$: la turbulence limite la résolution des images.

Dans le cas du VLT, les r_0 typiques de 12cm dans le visible comparés aux miroirs de 8m, conduisent indubitablement à une très forte limitation de la résolution des images par la turbulence. Un système correcteur est indispensable pour exploiter pleinement les capacités de tels instruments. Nous achevons ce chapitre en donnant les grandeurs permettant de caractériser les effets de la turbulence sur les images.

1.3.3 Outils de caractérisation des effets de la turbulence en imagerie

Il est en particulier important de pouvoir évaluer la qualité d'image obtenue avant et après correction. Deux grandeurs courantes utilisées dans ce manuscrit permettent notamment de caractériser le contenu fréquentiel de l'image : le Rapport de Strehl (RS) et l'Énergie Cohérente (EC). Nous donnons également un critère de résolution.

Rapport de Strehl :

Il est défini comme le rapport entre l'intensité sur axe (écart angulaire à l'axe optique $\alpha = 0$) de l'image d'un objet ponctuelle à l'infini, et celle de la FEP parfaite du télescope limitée par la diffraction. On a donc :

$$RS = \frac{FEP(\alpha = 0)}{Airy(\alpha = 0)} \quad (1.41)$$

Chacune de ces images étant centrée par rapport à l'axe optique.

On peut montrer que le rapport de Strehl peut être estimé par l'intermédiaire des transformées de Fourier image et référence, à savoir le rapport des FTO :

$$RS = \frac{\int_{\mathbf{f}} |(TF[FEP])(\mathbf{f})| d\mathbf{f}}{\int_{\mathbf{f}} |(TF[Airy])(\mathbf{f})| d\mathbf{f}} \quad (1.42)$$

Ce qui permet de calculer très simplement des RS sur des images expérimentales, en corrigeant avec précision certains biais comme la présence d'un fond ou de bruit.

Le RS traduit la concentration de l'énergie par rapport au cas idéal d'une image limitée par la diffraction, et renseigne ainsi sur son contenu à basse fréquence spatiale. Néanmoins, il ne donne pas d'information sur la répartition de l'énergie autour du pic central, et particulièrement sur le contenu à haute fréquence de l'image. Cependant, il s'agit d'un outil très pratique à mettre en œuvre expérimentalement qui permet d'estimer directement sur les images l'impact de la turbulence ou la qualité de correction par optique adaptative. Nous utiliserons principalement ce critère pour évaluer la qualité des images au cours de ce manuscrit.

Énergie Cohérente :

Elle est définie dans [Rousset *et al.*, 1991] par :

$$EC = \exp(-\sigma_{res}^2) \quad (1.43)$$

Avec σ_{res}^2 la variance de la phase résiduelle après correction par OA dans la pupille. Elle traduit donc dans ce cas particulier l'atténuation des hautes fréquences de l'image par la turbulence non corrigée par l'OA. Elle permet une estimation de la qualité de l'image à partir de la mesure des perturbations du front d'onde, réalisée par exemple par l'analyseur de front d'onde du système d'OA. Cela trouve tout son sens car il est possible de comparer dans certains cas EC et RS. Ainsi, il est établi que pour de faibles perturbations ou une bonne correction de la turbulence ($EC > 0,3$) [Fusco, 2000] :

$$EC \approx RS \quad (1.44)$$

Avec $EC < RS$ dans tous les cas.

Largeur à mi-hauteur :

La largeur à mi-hauteur (FWHM en anglais) des images acquises constitue un critère de résolution. On peut directement la comparer à la diffraction (λ/D) ou au seeing (λ/r_0), en connaissance de l'échantillonnage du détecteur. Ce dernier étant fonction du nombre de pixel contenu à la mi-hauteur de la tache de diffraction parfaite.

En conclusion de ce premier chapitre, nous avons pu décrire les phénomènes qui affectaient la propagation d'ondes lumineuses dans l'atmosphère, et en conséquence la formation d'image au foyer des instruments au sol. Plusieurs techniques de traitement d'image, telles que l'interférométrie de Speckle [Labeyrie, 1970] ou la déconvolution (nous y reviendrons brièvement dans le chapitre suivant) permettent de corriger une partie de la perte de qualité des images. Néanmoins, un système optique correcteur reste nécessaire afin de donner accès à une plus grande part de l'information initialement présente avant traversée de l'atmosphère. Nous allons ainsi maintenant décrire le fonctionnement général d'un tel système.

Chapitre 2

Correction par optique adaptative

Sommaire

2.1	Principe de l'OA	53
2.2	Analyse de front d'onde : l'analyseur Shack-Hartmann	54
2.2.1	Principe du Shack-Hartmann	54
2.2.2	Algorithmes de calcul de centre de gravité	56
2.2.3	Détecteurs pour l'analyse de front d'onde	57
2.2.4	Bruit de mesure	60
2.3	Miroir déformable	62
2.4	Commande	64
2.4.1	Calibration d'une OA : matrice d'interaction et matrice de commande	64
2.4.2	Contrôle dynamique de l'asservissement	65
2.5	Limitations d'une OA	69
2.5.1	Erreurs liées à la turbulence	69
2.5.2	Erreurs intrinsèques à l'OA	70
2.5.3	Erreurs statiques de l'OA	71
2.5.4	Erreurs exogènes	72
2.5.5	Synthèse des termes d'erreur d'une OA	72
2.6	Imagerie en correction partielle	73
2.6.1	Caractéristiques des FEP corrigées	73
2.6.2	Caractéristiques des FTO corrigées	74
2.6.3	Déconvolution des images partiellement corrigées	75
2.7	Conclusion : vers les futures OA	76

Le concept de l'Optique Adaptative (OA) fut proposé la première fois en 1953 par Babcock dans [Babcock, 1953]. Malgré sa mise en œuvre précoce dans le domaine de la défense, il fallut attendre les progrès de l'informatique et des détecteurs civils pour voir la mise en place du premier système d'OA dédié à l'astronomie : COME ON [Rousset *et al.*, 1990], intégré au télescope de 3,6m de La Silla (ESO, Chili).

De ce point de départ, une première génération d'OA équipèrent alors les grands observatoires astronomiques terrestres, tels que Hokupa'a [Roddier, 1992] et PUEO [Arsenault *et al.*, 1994] [Rigaut *et al.*, 1994], tous deux intégrés au télescope Canada-France-Hawaii, tandis que

les systèmes COM ON+ [Rousset *et al.*, 1992] et ADONIS [Beuzit *et al.*, 1994] prenaient la suite de COM ON à La Silla. La classe actuelle des télescopes de 8-10m n'est pas en reste pour ce qui est de cette première génération, avec les systèmes NAOS [Rousset *et al.*, 2003] au VLT, Altair pour Gemini nord [Herriot *et al.*, 1998], et les OA du Keck [Wizinowich *et al.*, 2000] et de Subaru [Takami *et al.*, 1998]. Ce concept d'OA de première génération est poussé à l'extrême et au maximum de ses possibilités sur l'instrument SAXO-SPHERE de l'ESO, intégré très récemment au VLT [Fusco *et al.*, 2014].

L'optique adaptative a trouvé qui plus est un intérêt notable dans de larges champs d'application, comme pour l'imagerie et l'aberrométrie rétinienne [Liang *et al.*, 1997], ou encore pour les télécommunications optique en espace libre [Weyrauch et Vorontsov, 2004].

Nous allons dans ce chapitre introduire l'OA et son fonctionnement, en nous limitant aux domaines d'application qui nous concernent, à savoir l'observation de l'espace. Plus particulièrement, nous prendrons comme cadre de description classique un système d'OA dédié à l'observation astronomique. L'objectif est alors de donner une vision globale d'un tel système, sans pour autant entrer dans les détails. A ce titre, on pourra se référer à une description complète donnée dans [Roddier, 1999]. Il s'agit d'une part de pouvoir appréhender les limitations et problématiques de développement sous-jacentes des OA. D'autre part, cela nous donnera la vision nécessaire pour pouvoir aborder la caractérisation fine du banc ODISSEE, dans le cadre de ces problématiques. Le principe de l'OA est premièrement présenté, avant d'en décrire les principaux composants, et d'en exposer les limitations.

2.1 Principe de l'OA

Une Optique Adaptative (OA) est un système opto-mécanique asservi permettant de corriger en temps réel les perturbations d'un front d'onde induites par l'atmosphère terrestre. Un système d'OA classique se décompose en trois éléments principaux : l'Analyseur de Surface d'Onde (ASO), qui mesure les perturbations de la phase, un Calculateur Temps Réel (RTC en anglais) qui traite les données de l'ASO et calcule les commandes de correction à appliquer à un Miroir Déformable (MD), élément optique actif en plan pupille dont la surface se déforme pour compenser les retards du front d'onde. Une OA classique fonctionne en boucle fermée, dans le sens où l'ASO est en aval du MD : après la phase d'accrochage, l'analyseur ne mesure plus qu'un résidu de turbulence. Cette mesure permet de mettre à jour la correction appliquée par le MD par l'intermédiaire d'une loi de commande.

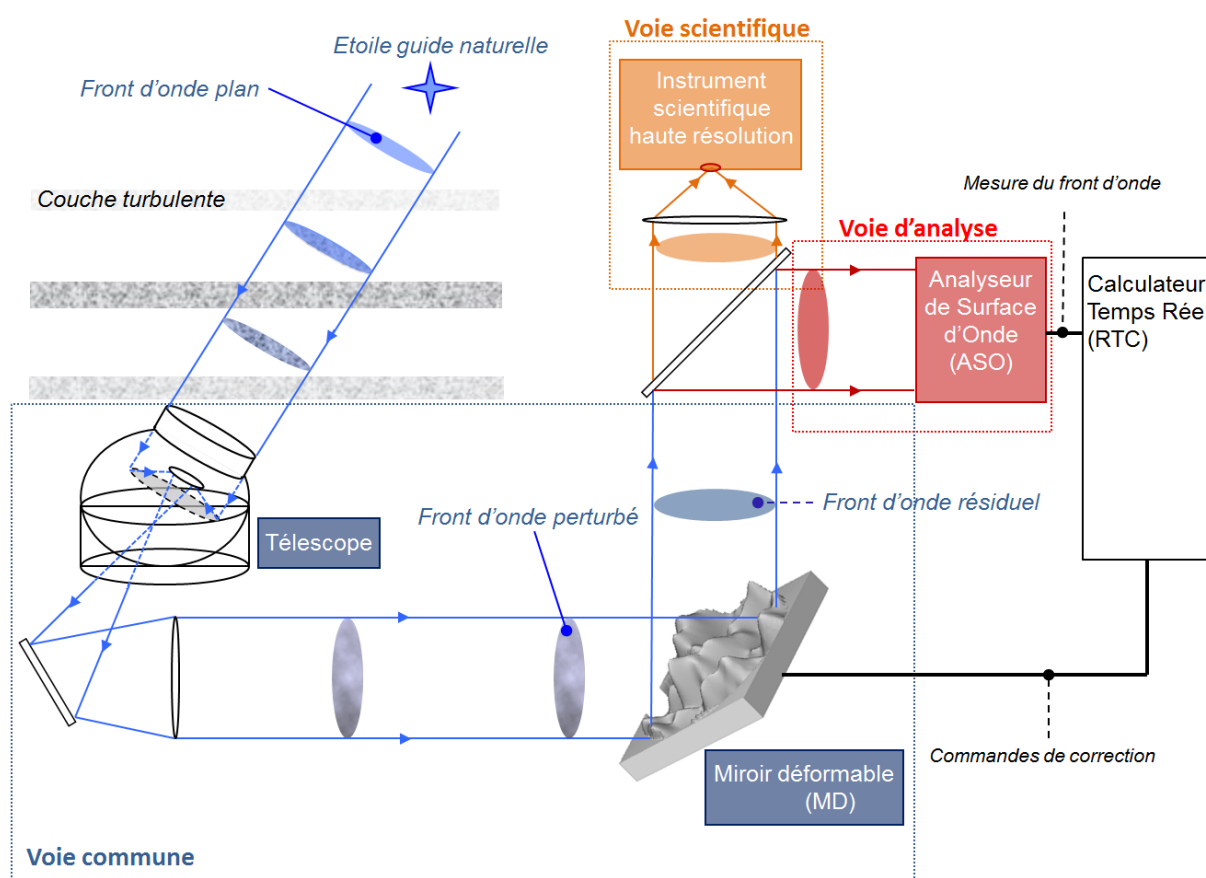


FIGURE 2.1 – Schéma général d'une optique adaptative. On y a repéré les principaux composants (ASO, MD, RTC), ainsi que les voies dites commune, d'analyse et scientifique.

L'OA permet d'obtenir en un plan focal situé en aval une image corrigée des perturbations de l'atmosphère. Il est alors possible d'y installer un instrument scientifique, comme une caméra d'imagerie, un spectromètre ou encore un coronographe, bénéficiant d'une résolution limitée uniquement par l'instrument et non plus par la turbulence.

La figure 2.1 illustre le fonctionnement général d'un tel système : une partie du faisceau incident est prélevé pour la mesure de front d'onde sur la voie dite d'analyse, tandis que le complémentaire est dirigé vers un instrument dédié sur la voie scientifique. On distingue de plus la partie du trajet optique parcourue par le faisceau dans le système d'OA jusqu'à la séparation entre voie d'analyse et scientifique, appelée voie commune.

Dans les prochaines sections, nous allons décrire dans un premier temps chacun des trois composants de l'OA, en limitant les détails de cette description aux composants considérés dans le cadre de cette thèse.

2.2 Analyse de front d'onde : l'analyseur Shack-Hartmann

Plusieurs types d'analyseur sont utilisés en OA. Le plus généralement, il s'agit d'analyseurs plans pupilles, c'est à dire échantillonnant le front d'onde dans un plan conjugué de la pupille du télescope. Parmi ceux là, on peut citer le Shack-Hartmann (SH) [Shack et Platt, 1971], l'analyseur à courbure [Roddi, 1981], ou encore le senseur pyramide [Ragazzoni, 1996]. Si les analyseurs SH et courbure ont équipé les premiers systèmes d'OA, c'est bel et bien le SH qui est actuellement le plus répandu. L'analyseur pyramide trouve quant à lui de plus en plus d'intérêt en OA. On peut noter par exemple sa récente mise en œuvre sur l'OA du Large Binocular Telescope (LBT) [Esposito *et al.*, 2012].

On oppose aux analyseurs plans pupilles les analyseurs plans focaux, utilisant des méthodes d'inversion pour estimer la phase à partir d'images. On peut citer à ce titre les techniques de diversité de phase [Gonsalves, 1982], ou des méthodes dérivées comme LIFT [Meimon *et al.*, 2010a].

Comme pour la plupart des systèmes d'OA, les travaux présentés dans ce manuscrit autour du banc ODISSEE et de la caméra proche IR RAPID ne dérogent pas à la règle, et reposent sur l'analyseur le plus courant, à savoir le SH. Nous nous attardons donc ici sur la description de cet analyseur, utile pour la compréhension de la suite du manuscrit.

2.2.1 Principe du Shack-Hartmann

Cet analyseur est constitué d'une matrice de micro-lentilles optiquement conjuguées au plan pupille du système. En leurs foyers est placé un détecteur. Chacune des micro-lentilles échantillonne le plan pupille localement, sur une zone appelée sous-pupille sp , et forme une image sur le détecteur (imagelette ou spot). Cette description est illustrée sur la figure 2.2. La position du spot par rapport à l'axe optique de la micro-lentille est alors fonction de la dérivée locale du front d'onde, à savoir sa pente moyenne sur la sous-pupille.

D'un point de vue formel, la position (x_c, y_c) du spot par rapport à l'axe optique est relié à

Front d'onde turbulent

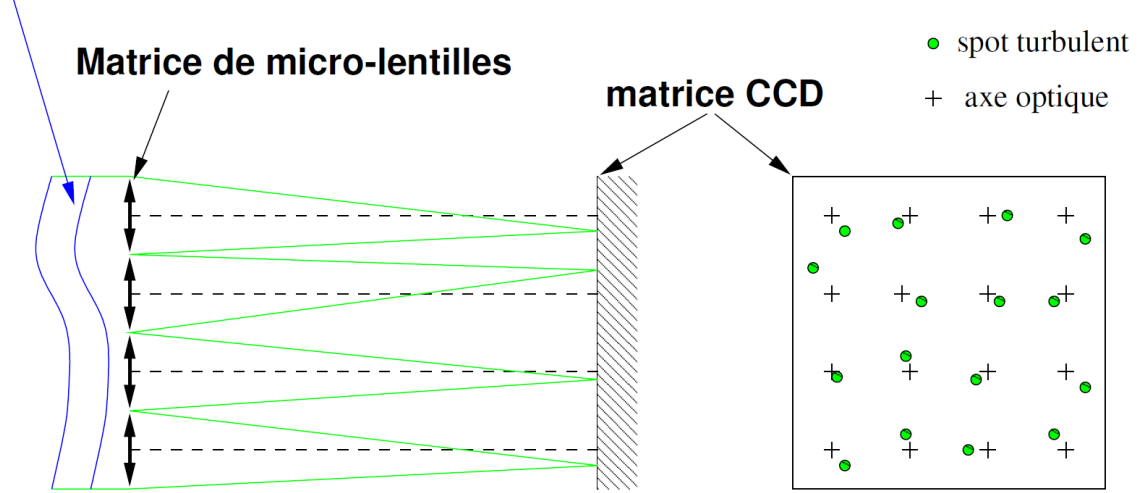


FIGURE 2.2 – Schéma de principe de l'analyseur Shack-Hartmann.

la pente locale du front d'onde, appelé également angle d'arrivée (α_x, α_y) et à la phase ϕ par :

$$\begin{cases} \frac{x_c}{f_{\mu L}} = \alpha_x = \frac{\lambda}{2\pi S_p} \int \int_{sp} \frac{\partial \phi}{\partial x} dx dy \\ \frac{y_c}{f_{\mu L}} = \alpha_y = \frac{\lambda}{2\pi S_p} \int \int_{sp} \frac{\partial \phi}{\partial y} dx dy \end{cases} \quad (2.1)$$

Avec $f_{\mu L}$ la distance focale des micro-lentilles et S_p la surface de la sous-pupille sp . Dans la pratique, le déplacement des spots est calculé à partir d'une position de référence acquise lors de la calibration du système d'OA en l'absence de perturbations. On parle alors de pentes de référence, permettant entre autre de compenser une partie des aberrations différentielles du système (nous revenons plus en détail sur cette calibration au chapitre 6).

L'expression 2.1 n'est valable qu'en l'absence de scintillation, ce que nous supposons dans la suite de ce manuscrit¹. Dans ces conditions, le principe de fonctionnement du SH est entièrement décrit par optique géométrique. On constate ensuite le caractère achromatique de la mesure. Cette dernière est également effective sur source incohérente et large spectre, mais aussi sur une source étendue.

Pour de faibles perturbations, le SH est considéré comme un opérateur linéaire D agissant sur la phase ϕ . Le vecteur des mesures ASO y peut alors s'exprimer sous forme matricielle :

$$y = D\phi + b \quad (2.2)$$

y est formé des mesures de pentes locales dans chacune des sous-pupilles et dans les deux directions. b est un bruit de mesure. Il est causé notamment d'une part par la présence de bruit sur le capteur, et d'autre part par l'algorithme d'estimation mis en œuvre par le calculateur temps

1. On se référera à [Mahé, 2000] pour une description des effets de la scintillation sur la mesure.

réel (RTC) pour évaluer la position (x_c, y_c) de chaque spot. Ces paramètres sont sources de limitations de la performance de l'OA. Il est donc important maintenant de décrire le processus de mesure de front d'onde.

2.2.2 Algorithmes de calcul de centre de gravité

Il est proposé dans [Nicolle, 2006] et [Thomas *et al.*, 2006] une comparaison des principaux estimateurs de position de spot à destination de la mesure de front d'onde par un Shack-Hartmann pour plusieurs modes d'application de l'OA. Notamment, y sont étudiés les estimateurs Centre De Gravité (CDG), et maximum de corrélation. Ce dernier estimateur est adapté à l'analyse de front d'onde sur source étendue, et sort de ce fait du cadre de ce manuscrit. On pourra trouver de plus amples explications dans [Michau *et al.*, 1993] [Noel, 1997] [Poyneer *et al.*, 2003].

Nous décrivons donc plus en détail l'estimateur CDG. Trois principaux algorithmes de calculs sont couramment utilisés en OA :

- Le CDG simple
- Le CDG seuillé
- Le CDG pondéré

CDG simple : le CDG simple donne une estimation (C_x, C_y) de la position (x_c, y_c) du spot. Il est défini par :

$$\begin{cases} C_x &= \frac{1}{N} \int \int_{sp} x \mathcal{I}(x, y) dx dy \\ C_y &= \frac{1}{N} \int \int_{sp} y \mathcal{I}(x, y) dx dy \end{cases} \quad (2.3)$$

Avec $\mathcal{I}(x, y)$ la distribution d'intensité sur la sous-pupille sp , et N sa valeur intégrée :

$$N = \int \int_{sp} \mathcal{I}(x, y) dx dy \quad (2.4)$$

Souvent, le CDG est calculé sur une sous-zone de la sous-pupille. Ce fenêtrage permet de diminuer l'impact du bruit comme nous le verrons par la suite. Néanmoins, il s'agit d'un estimateur biaisé sur un support fini.

CDG seuillé : il consiste en un simple calcul de CDG sur une imagerie au préalable seuillée. Ce seuillage permet de limiter le biais du CDG simple en diminuant la taille du spot notamment. Il est très facile à implanter en temps réel dans le RTC, et sera majoritairement utilisé dans le cadre de nos travaux de thèse.

CDG pondéré : proposé dans [Nicolle *et al.*, 2004], il est défini par :

$$\begin{cases} Cp_x &= \frac{1}{Np} \int \int_{sp} x \mathcal{W}(x, y) \mathcal{I}(x, y) dx dy \\ Cp_y &= \frac{1}{Np} \int \int_{sp} y \mathcal{W}(x, y) \mathcal{I}(x, y) dx dy \end{cases} \quad (2.5)$$

Avec $\mathcal{W}(x, y)$ une fonction de pondération, et Np donné maintenant par :

$$Np = \int \int_{sp} \mathcal{W}(x, y) \mathcal{I}(x, y) dx dy \quad (2.6)$$

La fonction de pondération optimale est dans le cas général une gaussienne, centrée sur la position de référence de la sous-pupille considérée. Il permet de générer une force de rappel au centre de la sous-pupille, diminuant l'impact du bruit dans les zones de faible Rapport Signal à Bruit (RSB) de l'imagette, ainsi que le biais lié au support fini du calcul de CDG.

Le calcul des CDG est réalisé sur les images acquises par un détecteur, dont le support pixelique et les caractéristiques physiques sont source d'erreur dans l'estimation de la position des spots, et donc d'un bruit de mesure.

2.2.3 Détecteurs pour l'analyse de front d'onde

Les détecteurs utilisés en OA pour l'analyse de front d'onde doivent répondre à un certain nombre de caractéristiques techniques spécifiques :

- Ils doivent être rapides, de façon à figer la turbulence et limiter les effets de moyenne sur des temps d'exposition trop longs. Nous avons notamment introduit au chapitre 1 des temps d'évolution caractéristiques de l'ordre de la milliseconde. Ainsi, les systèmes les plus performants, tel que SAXO-SPHERE [Fusco *et al.*, 2006a], possèdent des détecteurs cadencés à mieux que le kilo-hertz (1200Hz pour SPHERE).
- Ils doivent être sensibles, du fait premièrement de la division du flux incident (sur des guides souvent faibles) entre chacune des sous-pupilles échantillonnant le front d'onde, et ensuite des très faibles temps d'exposition.
- En corollaire, ils doivent travailler avec de très faibles bruits de détection.

En ce sens, le choix du détecteur est un compromis entre temps de lecture (nombre de pixels à lire), et bruit de lecture affectant les mesures à bas-flux.

Le développement de détecteurs novateurs pour l'analyse de front d'onde étant abordé dans ce manuscrit au travers des travaux sur RAPID, nous décrivons un peu plus en détail ce point ici. Nous nous limitons cependant à une description succincte, en ne donnant que les caractéristiques notables pour la suite de ce manuscrit. On peut séparer les détecteurs d'analyse en deux familles distinctes : CCD/EMCCD, et CMOS/détecteurs basés sur un circuit de lecture CMOS.

CCD et EMCCD : ils sont utilisés très souvent dans les systèmes d'OA dédiés à l'astronomie, dans les domaines visible et très proche infra-rouge (IR).

Leur principe de fonctionnement global est représenté sur la figure 2.3. Les photo-électrons captés dans chacun des photo-sites de la matrice de pixels sont transférés ligne à ligne vers un registre de lecture. Pour un EMCCD, ils sont ensuite transférés vers un registre d'amplification, qui multiplie ainsi le signal incident avant digitalisation. Les CCD ont de très bon rendements quantiques, largement supérieurs à 70% dans le cas d'un éclairage en face arrière. Ensuite, les bruits de lecture des CCD actuels sont de l'ordre de quelques photo-électrons RMS, mais peuvent atteindre des niveaux inférieurs à 0,1 photo-électron RMS avec gain d'amplification EMCCD. De plus, tous les pixels sont lus et amplifiés par les mêmes circuits électroniques. En

conséquence, on note la très bonne uniformité de réponse des pixels de la matrice. Les EMCCD sont très souvent utilisés en OA, par exemple sur SAXO-SPHERE, équipé d'une caméra OCAM [Feautrier *et al.*, 2011], à l'instar du banc ODISSEE.

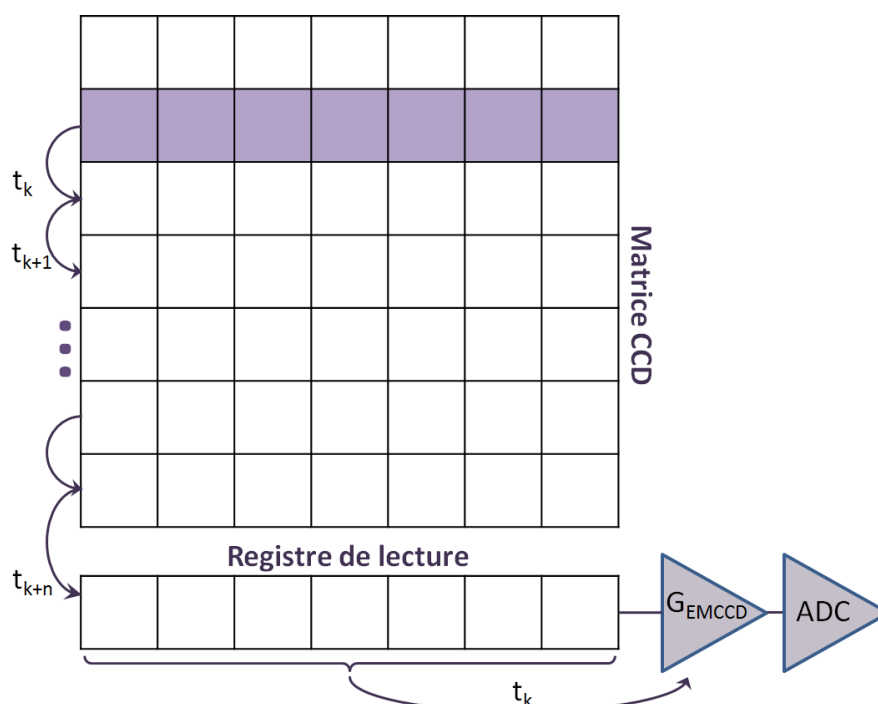


FIGURE 2.3 – Schéma de principe d'un détecteur (EM)CCD. A chaque coup d'horloge du détecteur t_k , les lignes sont décalées vers le registre de lecture par transfert de charges. Dans le cas d'un EMCCD, chaque ligne lue est ensuite transférée dans un registre d'amplification, avant d'être convertie en ADU dans le circuit de conversion analogique-numérique (ADC).

CMOS et détecteurs basés sur circuit de lecture CMOS : les CMOS sont utilisés en analyse de front d'onde dans d'autres domaines que l'astronomie, par exemple dans le biomédical. Des détecteurs basés sur des circuits de lecture CMOS permettent en astronomie l'analyse de front d'onde dans le proche IR.

A la grande différence des CCD, chaque pixel possède son circuit de lecture et d'amplification propre, structuré en étage. Cette structure est schématisée pour un pixel sur la figure 2.4. On comprend que cette disposition introduit potentiellement des in-homogénéités de réponse d'un pixel à l'autre, responsables de l'apparition d'un terme de bruit supplémentaire, non dépendant du temps (ou évoluant lentement), appelé bruit spatial fixe. Les CMOS actuels affichent des bruits détecteur de l'ordre de quelques électrons. Les rendements quantiques sont en général moins bon que ceux des CCD, de l'ordre de 60-70%.

Certains détecteurs intègrent des photo-détecteurs spécifiques sur des circuits de lecture CMOS. Ils sont dits mixtes. Ces détecteurs trouvent beaucoup d'intérêt en OA pour l'analyse de front d'onde dans le proche IR. On trouve ainsi des détecteurs basés sur des matrices de

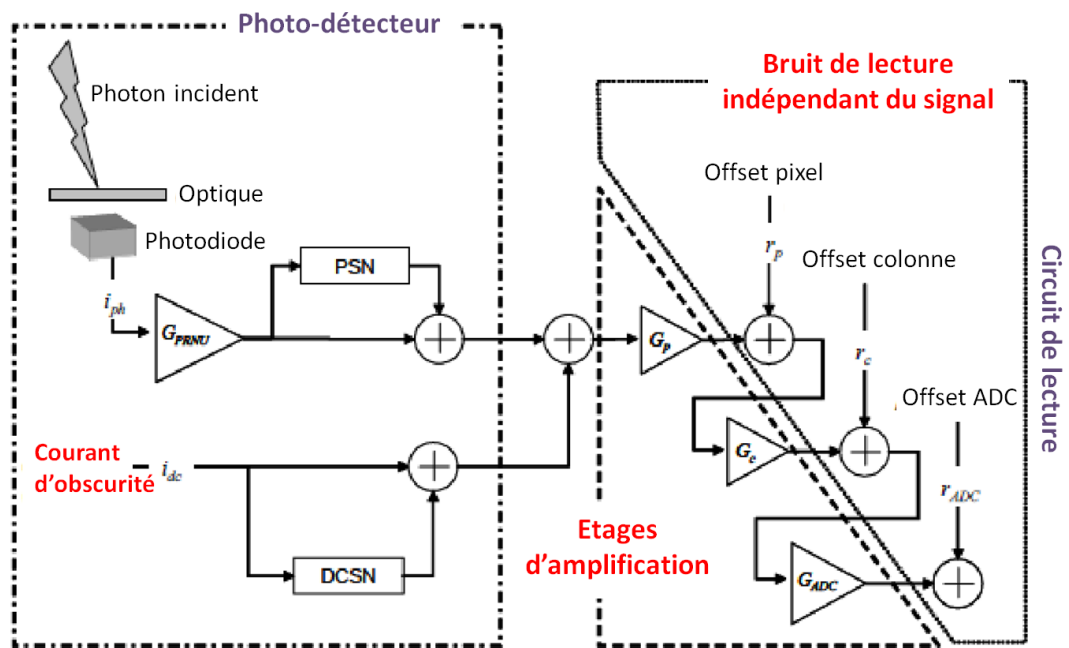


FIGURE 2.4 – Schéma de principe d'un détecteur CMOS, pour un pixel. On suit le processus de mesure depuis le photon incident sur un photo-détecteur, générant un courant. Le courant est ensuite amplifié par une série d'étages en cascade dans le circuit de lecture, jusqu'au convertisseur analogique-numérique (ADC), où il est converti en ADU. Chaque étage d'amplification, y compris dans le photo-récepteur, introduit un gain et un offset. Les disparités de gain et d'offset d'un pixel à l'autre constitue un bruit spatial fixe (en rouge).

photodiodes InGaAs, pour des applications endo-atmosphériques [Robert *et al.*, 2012]. En astronomie, le système NAOS est également équipé d'un ASO IR [Gendron *et al.*, 2003], basé sur une matrice HgCdTe. Ces détecteurs ont besoin d'être très refroidis (typiquement 40-77K), de par la présence intrinsèque de courants d'obscurité importants². Même dans ces conditions, ils présentent des bruits de lecture élevés, de plusieurs dizaines à centaines de photo-électrons. Une nouvelle génération de détecteur permet de résoudre en partie cette limitation forte, par amplification du signal avant sa lecture par le circuit CMOS. Ces détecteurs prometteurs font l'objet de ce manuscrit, et nous étudierons ainsi dans la partie III la caméra visible proche-IR RAPID.

Les familles de détecteur utilisés en OA ayant été introduites ainsi que leurs caractéristiques physiques, nous allons voir l'impact des bruits sur la mesure de CDG et de front d'onde.

2.2.4 Bruit de mesure

Comme nous l'avons introduit précédemment, la mesure de pente dans un SH est entachée d'un bruit de mesure. Hormis l'impact du bruit spatial fixe faisant l'objet de la partie III, cette erreur de mesure à deux origines principales. Leur impact sur la mesure de CDG d'un SH a été étudié dans [Rousset *et al.*, 1987] [Noel, 1997] [Thomas *et al.*, 2006] :

1. **Bruit de photon** : intrinsèque à la nature quantique de la lumière. Il s'agit d'un processus poissonnien, fonction du signal en photo-électron sur le détecteur. L'impact de ce bruit sur la mesure de CDG (simple ou seuillé), est donné en variance de phase bord-à-bord de sous-pupille :

$$\sigma_{\Delta b, photon}^2 = \frac{\pi^2}{2 \ln(2)} \frac{1}{N_{phe-}} \left(\frac{N_T}{N_D} \right)^2 \quad (2.7)$$

Avec N_{phe-} le nombre de photon dans l'imagette après application du seuil le cas échéant. N_T correspond au nombre de pixels dans la largeur à mi-hauteur du spot, et N_D à celui de la tache de diffraction.

2. **Bruit détecteur** : bruit gaussien introduit par le circuit de lecture du détecteur (cf. sous-section précédente). De la même façon que pour le bruit de photon, on détermine son impact sur la mesure de CDG :

$$\sigma_{\Delta b, detecteur}^2 = \left(\frac{\pi}{\sqrt{3}} \frac{\sigma_{RON}}{N_{phe-}} \frac{N_S^2}{N_D} \right)^2 \quad (2.8)$$

Avec σ_{RON} le bruit détecteur donné en photo-électron RMS, et N_S le nombre de pixels par coté de fenêtre de calcul de CDG.

On note l'évolution du bruit de photon en $1/N_{phe-}$, et celle du bruit détecteur en $(1/N_{phe-})^2$. Ce constat permet de discriminer deux régimes bien distinct : le premier à faible flux où le bruit détecteur est dominant, et le second à fort flux où c'est le bruit de photon qui est dominant.

On trouvera ensuite dans [Nicolle, 2006] une analyse complète du bruit de mesure entachant la mesure de CDG. En plus des bruits de photon et détecteur, on pourra trouver par exemple

2. Relatifs aux faibles largeurs de bandes interdites pour les semi-conducteurs du domaine IR.

l'étude de l'influence des fluctuations statistiques turbulentes des spots ASO quand la turbulence est forte, également étudiée dans [Thomas *et al.*, 2006]. Dans ces conditions, les spots sur chaque sous-pupille ne sont plus limités par la diffraction mais par la turbulence. L'éclatement turbulent des spots est alors responsable d'une erreur introduite dans l'estimation de leur position. Elle évolue sensiblement en $(d/r_0)^2$ ³, où d est le diamètre d'une sous-pupille ramené dans l'espace de la pupille du télescope. Il s'agit d'un critère de dimensionnement de l'OA : le nombre de sous-pupilles doit être suffisamment important par rapport au r_0 du site d'implantation pour que d/r_0 soit proche de 1. Néanmoins, pour un nombre trop important de sous-pupilles ou pour des sous-pupilles trop petites, N_{phe} chute rapidement et le bruit augmente.

Des études sont également proposées dans [Nicolle, 2006] sur les biais fixes dans le calcul de CDG, notamment l'influence de l'échantillonnage des spots ASO par le détecteur. Il est ainsi montré l'importance des biais introduits dans le cadre d'un calcul de CDG pondéré quand le plan focal des micro-lentilles est sous-échantillonné. On lui préférera dans ce cas un CDG seuillé.

Nous avons ainsi introduit l'analyseur de surface d'onde principalement considéré au cours de ce manuscrit, que ce soit pour l'étude expérimentale du banc ODISSEE dans la partie II, ou par la modélisation d'un ASO IR avec RAPID partie III.

Il apparait que le dimensionnement de l'ASO est un compromis entre l'échantillonnage spatial et temporel du front d'onde, et le nombre de cibles dans le ciel permettant d'avoir un flux suffisant par sous-pupille pour assurer une mesure de bonne qualité. Il est donc limitant pour la couverture du ciel par le système d'optique adaptative. Cette notion, désignant la proportion du ciel pouvant être couverte avec une correction par optique adaptative, est une problématique fondamentale en OA, et notamment son élargissement à la plus grande portion du ciel possible. Après la mesure de front d'onde, vient sa correction à l'aide du Miroir Déformable (MD).

3. Ce que l'on retrouve dans l'expression 2.7.

2.3 Miroir déformable

Plusieurs types de Miroirs Déformables (MD) sont couramment utilisés en OA. Une description peut être trouvée dans [Sechaud, 1999]. Les plus couramment utilisés sont les miroirs de type *Stacked Actuators Mirror* (SAM) ou à empilement de piézo-électriques, et les miroirs bimorphes. Les premiers sont utilisés conjointement avec les analyseurs SH, tandis que les bimorphes sont couplés à des analyseurs à courbure. Dans le cadre de ce manuscrit, nous nous limiterons donc aux miroirs SAM.

Les MD SAM sont constitués d'une surface réfléchissante souple à l'arrière de laquelle sont collés des actionneurs commandés poussant et tirant la surface pour la déformer, comme cela est représenté sur la figure 2.5-gauche. Chacun des actionneurs d'un SAM est constitué d'un empilement de piézoélectriques qui se contractent ou se dilatent à l'application de hautes tensions de commande. Le miroir, en se déformant, introduit un retard de phase ϕ_{cor} qui permet de compenser les défauts turbulents du front d'onde incident ϕ_{turb} . La phase résiduelle dans la pupille après correction est ainsi :

$$\phi_{res}(\mathbf{r}) = \phi_{turb}(\mathbf{r}) - \phi_{cor}(\mathbf{r}) \quad (2.9)$$

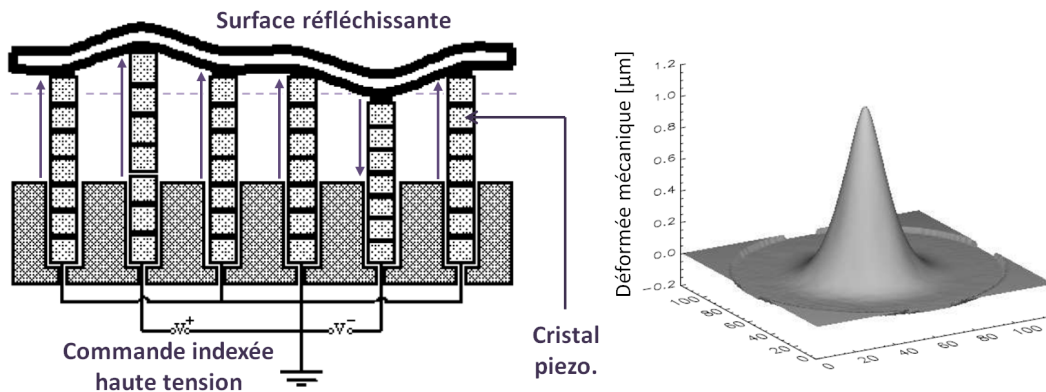


FIGURE 2.5 – Miroir déformable de type SAM. Gauche : représentation des empilements piézo-électriques. Droite : fonction d'influence d'un moteur.

Les performances d'un MD sont données en premier lieu par sa densité d'actionneurs dans la pupille. On donne en général le nombre de moteurs dans le diamètre de la pupille, ou la distance entre les actionneurs dans le cas courant d'un maillage carré. Ce paramètre permet de spécifier le nombre de fréquences spatiales (ou nombre de modes comme nous l'avons introduit dans le cadre de la décomposition de la turbulence sur la base de Zernike au chapitre précédent), qu'il est possible de corriger. Soit n_{act} le nombre d'actionneurs dans la pupille de diamètre D , la plus haute fréquence corrigée sera ainsi au premier ordre $n_{act}/(2D)$.

Ensuite, on spécifie en général la course des actionneurs (*stroke* en anglais). Elle définit l'amplitude des retards de phase qu'il est possible de corriger. Ces retards sont fonctions de la force de la turbulence (paramètre r_0), mais également des aberrations statiques du banc. Ces aspects seront étudiés dans le cadre du banc ODISSEE au chapitre 6.

La phase de correction que peut générer le miroir pour s'adapter au front d'onde turbulent va être définie au travers des fonctions d'influences, déformées générées par chacun des actionneurs considérés seul à seul. Une fonction d'influence est représentée sur la figure 2.5-droite. La réponse de chaque moteur d'un SAM peut être considérée comme linéaire dans le cas général. De plus, on peut montrer expérimentalement que la déformée globale du MD ϕ_{cor} générée par application d'un vecteur de commande $\mathbf{u}$ est bien représentée par une combinaison linéaire des fonctions d'influence, si bien que l'on peut écrire le problème sous forme matricielle :

$$\phi_{cor} = M_{inf} \mathbf{u} \quad (2.10)$$

Avec M_{inf} la matrice d'influence du MD, formée par la concaténation des fonctions d'influence de chaque moteur. M_{inf} peut être exprimée dans une base pixellique (ou base zonale), ou bien sur une base modale, à l'instar des polynômes de Zernike.

On donne également comme caractéristique des MD le coefficient de couplage. Il est en général défini comme le rapport entre la course d'un actionneur au niveau de la position de son voisin, et sa course maximale. Les valeurs typiques valent en général 25% environ pour un SAM. De ce couplage découle une autre caractéristique, qui est la course inter-actionneur (*inter-stroke*) : du fait du couplage, un actionneur tirant seul sur la surface déformable aura une course plus faible que si ses plus proches voisins tirent avec lui.

Sur les aspects temporels, il est important de spécifier les caractéristiques dynamiques du MD, et de les mettre en regard de la vitesse de correction désirée. Par exemple, le miroir, de part les propriétés physiques de sa surface, des actionneurs, et des retards introduits par l'électronique de contrôle, possède une bande passante finie, constituant une plage de fréquence où il est possible de l'asservir. Au delà, il est possible d'observer des fréquences de résonance. Ces problèmes sont écartés avec les miroirs SAM, qui possèdent des bandes passantes de plusieurs kilo-hertz, rendant possible un asservissement à des cadences de quelques kilo-hertz.

Pour terminer, notons que le choix du nombre de moteurs est lié au nombre de sous-pupilles de l'analyseur. En effet, au nombre de degrés de liberté à commander correspond un nombre optimal de mesures de phase par l'ASO permettant de calculer la phase de correction à appliquer. Le choix du nombre de degrés de liberté nécessite lui même un compromis entre l'échantillonnage spatial de la pupille, et le flux disponible par sous-pupille comme nous l'avons vu. Cet optimum correspond en général à placer un moteur à chaque coin de sous-pupille, pour un maximum de sensibilité. Il nous faut néanmoins aborder maintenant la commande du miroir déformable, ou comment à partir de la relation 2.10 déterminer un vecteur de tension de correction, tenant compte des évolutions temporelles de la turbulence.

2.4 Commande

Nous introduisons dans cette section les notions permettant de décrire succinctement l'asservissement d'une OA. Nous nous limitons à la commande intégrateur, utilisée dès les premiers systèmes d'OA. Cette commande est intégrée sur le banc ODISSEE, et nos travaux de thèse, loin d'être attachés à une problématique spécifique sur l'asservissement en OA, n'ont portés que sur sa forme la plus basique.

Le but de cette section est d'introduire ainsi le cadre de nos études. Nous décrivons dans un premier temps la calibration du système, permettant de piloter le miroir déformable. Ensuite, nous considérons les aspects temporels de la commande.

2.4.1 Calibration d'une OA : matrice d'interaction et matrice de commande

En admettant qu'analyseur et miroir déformable sont des composants linéaires, on définit la relation directe entre mesure ASO y et vecteur de tensions de commande u :

$$y = M_{inter}u \quad (2.11)$$

M_{inter} étant la matrice dite d'interaction. Il est facile de l'obtenir expérimentalement, de la manière la plus simple, en poussant tour à tour sur chacun des moteurs, et en mesurant à chaque fois le retard de phase introduit au niveau de l'ASO. Les détails expérimentaux de cette acquisition sont mis en œuvre et ainsi décrits dans le cadre de la calibration d'ODISSEE au chapitre 6.

On expose ensuite le problème inverse à l'expression directe 2.11 :

$$u_{cor} = -M_{com}y_{turb} \quad (2.12)$$

Où u_{cor} est le vecteur de commande permettant de compenser un front d'onde turbulent, dont la mesure par l'ASO est y_{turb} . M_{com} est appelée matrice de commande.

La méthode la plus couramment utilisée consiste en une reconstruction de la phase sur la base des modes du MD, à l'aide d'une méthode des moindres carrés. On cherche alors à minimiser la mesure de pente résiduelle, et autrement dit, un critère de la forme :

$$\epsilon(u) = ||y_{turb} - M_{inter}u||^2 \quad (2.13)$$

On peut montrer que la minimisation moindres carrés de ce critère conduit à calculer M_{com} par inverse généralisée de M_{inter} , telle que :

$$M_{com} = (M_{inter}^T M_{inter})^\dagger M_{inter}^T \quad (2.14)$$

La matrice $M_{inter}^T M_{inter}$, bien que carrée, n'est pas toujours inversible, d'où le symbole $\dagger$ employé à la place du symbole inverse classique. Dans le cas de non-inversibilité, le noyau de M_{inter} est non réduit à zéro, et les modes lui appartenant sont dits non vus par l'ASO, car associés à une mesure nulle. Pour pouvoir inverser $M_{inter}^T M_{inter}$, il est alors nécessaire de se

limiter à un sous-espace orthogonal à ce noyau non vide.

Néanmoins dans la pratique, un certain nombre de modes sont associés à des valeurs propres de $M_{inter}^T M_{inter}$ faibles. Ces modes sont dits mal vus, car difficilement ou mal mesurés par l'ASO. Lors de l'inversion, ces modes mal vus conduisent à une sensibilité accrue du système au bruit, qui en plus d'être propagé est amplifié. L'inversion de $M_{inter}^T M_{inter}$ est alors réalisée en tronquant ces modes mal vus, à l'aide d'une décomposition en valeurs singulières (SVD en anglais). Un cas pratique de cette inversion est donné au chapitre 6 avec la calibration du banc ODISSEE. C'est également l'occasion de donner quelques détails supplémentaires en relation avec le filtrage des modes mal vus. Des descriptions plus poussées peuvent être trouvées dans [Quiros-Pacheco, 2007] [Gendron, 1995] [Idier, 2001].

La calibration du système ayant été décrite, nous pouvons étudier maintenant le contrôle dynamique de l'asservissement de l'OA, tenant compte de la nature évolutive de la turbulence.

2.4.2 Contrôle dynamique de l'asservissement

Nous considérons ainsi dans cette sous-section les aspects évolutifs de la turbulence, et ainsi la dynamique de l'asservissement. En considérant que la mesure de l'ASO, le traitement de cette mesure par le RTC, puis le calcul de la commande de correction ont une durée finie et non nulle, il est alors difficile d'appliquer la relation 2.12 directement à chaque trame du système adaptative. Ce fonctionnement correspond en fait à une boucle ouverte, rarement appliquée en OA sauf dans le cas particulier de l'Optique Adaptative Multi-Objet (MOAO en anglais), qui équipe le télescope William Herschel des îles Canaries [Gendron *et al.*, 2011]. Nous nous intéresserons plutôt à la boucle fermée de l'OA. Avant cela il nous faut décrire le chronogramme d'un système d'OA.

Chronogramme :

La dynamique du système d'OA doit être suffisante pour suivre les évolutions de la phase temporelle. Néanmoins, elle est également dépendante des caractéristiques des composants :

- L'ASO intègre la turbulence sur un certain intervalle de temps T , correspondant au temps d'intégration sur le détecteur d'analyse. On lui associe la fréquence dite d'échantillonnage, ou cadence, $f_{ech} = 1/T$. Ce temps d'intégration, appelé retard incompressible, doit être inférieur à τ_0 afin de figer la turbulence et limiter les effets de moyennes. Comme nous l'avons alors introduit au chapitre précédent, T doit être de l'ordre de la milliseconde, et f_{ech} du kilo-hertz.
- Concernant le RTC, on suppose que la lecture de la mesure, son traitement puis l'ensemble des opérations de calcul de la correction, représentent des temps de retard additifs dont la durée totale (retard dit pur) est égale au temps T .
- La dynamique du MD est supposée parfaite, ce qui est raisonnable compte tenue des caractéristiques des miroir SAM en général (bande passante très supérieure à f_{ech}). Dans ce cas, le MD n'introduit pas de retards supplémentaires.

Dans ces conditions, la fréquence d'asservissement est déterminée par la fréquence f_{ech} . La figure 2.6 présente le chronogramme typique d'une OA. La mesure de front d'onde est intégrée

pendant l'intervalle de temps $[(n-2)T, (n-1)T]$. Pendant l'intervalle suivant, la mesure est lue, les tensions de correction sont calculées puis appliquées au MD. Ainsi, la nouvelle correction est appliquée à l'instant nT . Nous supposons qu'elle est maintenue constante jusqu'à $(n+1)T$.

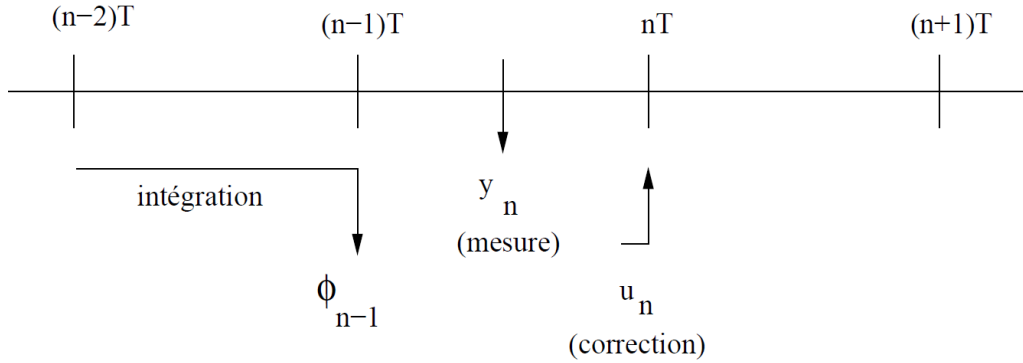


FIGURE 2.6 – Chronogramme d'un système d'OA, dans le cas d'un retard pur de 2 trames.

Ces considérations font apparaître un retard entre mesure de turbulence et application d'une correction. Ce retard est source d'erreur dans la correction apportée, et sera décrit dans la section suivante à ce titre. Tous les systèmes d'OA subissent ce retard, à moins de prédire les évolutions de la turbulence. Notons enfin que le chronogramme diffère sensiblement d'un système à l'autre, comme nous pourrions le constater dans le cas d'ODISSEE par exemple.

La commande intégrateur :

L'analyseur de surface d'onde est placé en aval du MD, et mesure donc un front d'onde résiduel. Une telle configuration est représentée sur le schéma-bloc de la figure 2.7. Contrairement à un fonctionnement en boucle ouverte, l'analyseur ne réalise plus une mesure sur la pleine turbulence, mais sur un résidu de correction, plus faible, et ainsi plus favorable à un fonctionnement linéaire autour de la position de référence.

Du fait de l'existence de retards intrinsèques à l'OA, le système tend alors à poursuivre les évolutions dynamiques de la turbulence et plus particulièrement de son résidu de correction. Un asservissement est nécessaire. Le plus couramment utilisé est l'intégrateur. On asservit ainsi le MD en tension par la commande :

$$\mathbf{u}_{n+1} = \mathbf{u}_n + g\delta\mathbf{u}_n \quad (2.15)$$

Avec $\mathbf{u}_n$ la commande en tension à l'instant n , et $\delta\mathbf{u}_n$ le terme correctif permettant de calculer la commande à l'instant $n+1$ suivant l'expression 2.12. La commande corrective est appliquée avec le gain g , appelé gain de l'intégrateur. Cette expression est donnée dans le cas discret, les calculs étant réalisés numériquement par le RTC. La commande intégrateur permet une atténuation efficace des basses fréquences de la turbulence, sans biais fixe.

La bande passante (à 0dB) d'un intégrateur, définissant le domaine fréquentielle d'atténuation, est définie par :

$$BP = \frac{f_{ech}}{\pi} \arcsin \left[\frac{\sqrt{3 - \sqrt{9 - 4g}}}{\sqrt{8}} \right], [\text{Hz}] \quad (2.16)$$

pour un retard pur de 2 trames ASO. La stabilité de l'asservissement (définie dans le cadre de l'OA dans [Petit, 2006]) dépend quand à lui du retard, qui définit alors un intervalle de valeurs pour le choix du gain g . Il existe donc un compromis entre performance et robustesse : prendre un gain de 1 permet d'obtenir la bande passante la plus élevée possible, mais l'asservissement est alors instable et la boucle diverge très vite. On impose ainsi des marges de phase et de gain garantissant la stabilité de la boucle, au prix d'une diminution du gain et de la bande passante. Par exemple, un retard pur de deux trames conduit à un gain maximal de 0,52 pour une marge de phase de 45° .

Nous parlerons dans la suite de ce manuscrit d'intégrateur simple, ou intégrateur scalaire, quand le gain g sera choisi de manière univoque. C'est principalement cette forme d'intégrateur qui a été considéré au cours de ce manuscrit, notamment pour les travaux concernant le banc ODISSEE.

On trouvera un exemple concret de réjection fréquentielle d'un asservissement intégrateur au chapitre 6 pour le banc ODISSEE, notamment à la figure 6.12.

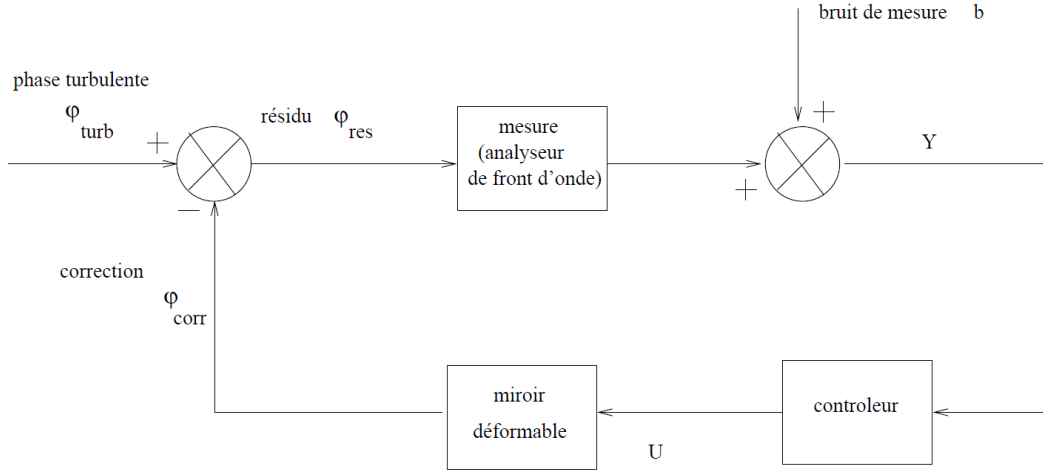


FIGURE 2.7 – Schéma-bloc d'une boucle fermée d'OA. L'analyseur de front d'onde est en aval du MD, et mesure donc un résidu de correction.

Optimisation modale du gain :

Il est possible d'optimiser la loi intégrateur par un découplage modal de l'asservissement multi-variable en une série d'asservissements découplés, sur la base des modes du MD. On

choisit alors un gain optimal pour chacun de ces modes. Cette optimisation tend à choisir la bande passante la plus adaptée à la fois aux évolutions temporelles de la turbulence décomposée sur la base des modes du MD, mais également aux niveaux de bruit sur chacun de ces modes.

Cette commande équipe beaucoup de systèmes d'OA actuels, tel que NAOS ou plus récemment SAXO-SPHERE. Néanmoins nous y ferons simplement référence dans le cadre des travaux d'ODISSEE quand nous verrons le gain en performance qu'elle pourrait apporter au banc. Des détails pourront être trouvés dans [[Gendron, 1995](#)] [[Dessenne, 1998](#)].

2.5 Limitations d'une OA

Les caractéristiques physiques et techniques de l'analyseur, du MD, et de loi de commande, sont sources d'erreur dans le système d'optique adaptative, comme nous avons pu l'introduire dans les précédentes sections de ce chapitre. Il existe également un certain nombre de termes d'erreur liés à la turbulence, et au système optique lui-même. Ces termes d'erreur limitent les performances du système d'OA.

Ces sources de limitations motivent d'une part les développements et recherches pour l'amélioration des performances des systèmes de future génération, problématique fondamentale de cette thèse. D'autre part, l'étude de ces termes d'erreur permet de caractériser et de comprendre les performances d'un système : on étudie alors le résidu de correction, et on cherche à l'associer aux contributions respectives que l'on connaît. On réalise un budget d'erreur. Il s'agit en ce sens des travaux principalement réalisés autour du banc ODISSEE.

Compte tenu du système principalement décrit ici et étudié dans le cadre de ce manuscrit, nous supposons l'absence de chromatisme. C'est une hypothèse raisonnable d'une part du fait du caractère achromatique de la mesure SH, et d'autre part de l'optimisation optique des bancs d'OA sur les bandes spectrales d'intérêts, aussi larges soient-elles.

Nous allons maintenant décrire ces termes d'erreur. Nous les avons regroupés suivant leur origine et leur nature : erreurs liées à la turbulence, erreurs intrinsèques à l'OA, erreurs internes de calibration du système, puis erreurs exogènes. Il est d'usage de quantifier leur impact sur les fluctuations résiduelles du front d'onde après correction, en termes de variance de phase. C'est donc l'occasion d'introduire les notations utilisées au cours de ce manuscrit.

2.5.1 Erreurs liées à la turbulence

Scintillation σ_{scin}^2 :

La scintillation, comme nous l'avons décrite dans la sous-section 1.1.3, apparaît dans des conditions de fortes perturbations et est alors responsable de fluctuations de l'intensité au sein de chaque sous-pupille de l'ASO. L'OA corrigeant uniquement les fluctuations de phase, ces effets ne sont pas corrigés et dégradent d'une part les images en plan focal de la voie scientifique. D'autre part, à l'instar des fluctuations turbulentes des spots ASO (cf. sous-section 2.2.4), les fluctuations d'intensité sur chaque sous-pupille sont responsables d'un bruit de mesure supplémentaire dans le calcul de CDG. A ce titre, l'impact de la scintillation sur la mesure de CDG est étudié dans [Mahé, 2000].

Dans la suite de ce manuscrit, nous nous placerons dans le cadre de l'observation astronomique, et nous supposons le terme d'erreur lié à la scintillation négligeable.

Anisoplanétisme σ_{aniso}^2 :

Le phénomène d'anisoplanétisme traduit la décorrélation angulaire rapide de la turbulence,

tel que nous l'avons mentionnée dans la sous-section 1.1.6.

Il dégrade la performance en OA dès lors que l'objet imagé sur la voie scientifique est angulairement séparé de la direction d'analyse, où l'ASO mesure les perturbations d'un front d'onde issu d'une étoile, alors appelée étoile guide⁴. Dans ce cas, la correction apportée par l'OA ne correspond plus aux perturbations du front d'onde liées au volume d'atmosphère traversée depuis l'objet imagé. Il s'agit d'un terme majeur limitant la performance d'une optique adaptative, notamment en ce qui concerne la couverture du ciel.

Dans le cadre de ce manuscrit, nous étudierons la performance de l'OA ODISSEE uniquement sur axe, dans la direction d'analyse. Nous ne considérerons donc plus le terme d'erreur lié à l'anisoplanétisme en dehors de la problématique fondamentale de l'OA visant à augmenter la couverture du ciel.

2.5.2 Erreurs intrinsèques à l'OA

Nous décrivons dans cette sous-section les termes d'erreur liés aux composants du système d'OA lui même.

Erreur spatiale de reconstruction du MD $\sigma_{fitting}^2$:

Le miroir déformable ne peut corriger qu'un nombre limité de fréquences spatiales ou de modes, déterminé par la densité d'actionneurs dans la pupille. Seules les basses fréquences ou bas ordres peuvent être corrigées par le MD. Ainsi, on appelle sous-modélisation ou erreur de *fitting* la turbulence projetée sur l'espace orthogonal à celui formé par les modes du MD, constituant un résidu de correction de haut-ordre.

Erreur d'asservissement σ_{tempo}^2 :

Le retard intrinsèque entre mesure et correction introduit un biais statistique à la phase de compensation du MD. On lui associe l'erreur dite temporelle. Il s'agit d'un biais statistique de correction, portant donc sur les fréquences spatiales ou modes corrigés par le système (par opposition à la sous-modélisation). Autrement dit il s'agit d'un résidu de basse fréquence ou bas-ordre. Il est fonction de la vitesse d'évolution de la turbulence, et de la bande passante de correction.

Erreurs de mesure :

La mesure de l'ASO n'est pas parfaite, et est entachée d'erreurs sources d'une correction imparfaite. On peut en distinguer deux types.

Repliement σ_{repli}^2 : nous avons introduit précédemment la notion d'échantillonnage de la phase en plan pupille par la matrice de micro-lentilles dans le cas du SH. Cet échantillonnage spatial étant fini, une partie de la turbulence, de haute fréquence spatiale, est mal échantillonnée

4. Étoile guide naturelle (NGS en anglais), par opposition à une étoile guide artificielle laser (LGS en anglais)

et se replie partiellement sur les fréquences effectivement mesurées. La mesure de ces dernières est ainsi biaisée. Ce biais est propagé dans la boucle d'OA, et crée un résidu dit de repliement ou *aliasing*.

Propagation de bruit σ_{bruit}^2 : plusieurs biais affectent le calcul de CDG dans le cas du SH, comme nous avons pu le constater dans la section 2.2.4. Ces erreurs affectant la mesure de pente locale sur une sous-pupille dégradent les modes mesurés par l'ASO, et propagent ainsi une erreur dans la boucle d'OA.

2.5.3 Erreurs statiques de l'OA

Nous abordons enfin les termes d'erreur ayant pour origine les défauts de calibration et de réglage opto-mécanique du banc. Contrairement à tous les termes d'erreur statistiques décrits jusqu'à maintenant, il s'agit de termes statiques ou lentement variables, dont les évolutions sont liées aux dérives des réglages du banc (changement de température, précision et stabilité des montures mécaniques des optiques).

Erreurs liées à la matrice de commande σ_{calib}^2 :

La phase de calibration de l'OA comprend l'acquisition de la matrice d'interaction, et son inversion pour calculer la matrice de commande. Un grand nombre de sources d'erreur peuvent intervenir alors. On les regroupera logiquement sous la désignation d'erreur de calibration du banc.

Il est difficile de lister toutes les sources possibles de biais lors de l'étape de calibration, et surtout de quantifier leur impact en tant que terme d'erreur sur l'optique adaptative. On peut néanmoins en lister trois grandes familles :

- Biais de mesure dans l'acquisition de la matrice d'interaction (bruit, turbulence locale).
- Défaut de conjugaison entre MD et micro-lentilles, causant une perte de sensibilité du système.
- Mauvaise gestion des modes mal vus lors de l'inversion de la matrice d'interaction.

Le cas pratique du banc ODISSEE sera étudié au chapitre 6. Il s'agit d'un cas classique et assez représentatif en OA sur cet aspect. Ce sera l'occasion de préciser un peu ce terme d'erreur de calibration, et ses sources majeures.

Aberrations internes non corrigées σ_{aber}^2 :

Certains aberrations optiques du système d'OA ne sont pas mesurées par l'ASO et en conséquence non corrigées.

Ces aberrations, statiques, sont d'une part introduites par les défauts optiques de hautes fréquences spatiales du banc. En admettant que le banc est de bonne qualité optique par conception, c'est en général le MD lui même qui en est la principale source : le nombre fini d'actionneurs

dans la pupille physique du miroir permet d'obtenir une qualité de surface limitée aux fréquences spatiales restructurables.

D'autre part, certaines aberrations du banc ne sont pas mesurées par l'ASO car n'étant pas sur un trajet optique commun. On les appelle aberrations différentielles, ou de la voie non commune (NCPA en anglais pour *Non-Common Path Aberrations*). Ce sont par exemple les aberrations exclusivement localisées sur la voie scientifique (cf. schéma de la figure 2.1), non mesurées et non corrigées. Il peut également s'agir d'aberrations exclusives à la voie d'analyse, qui sont alors mesurées puis corrigées, alors qu'elles ne sont pas présentes sur la voie scientifique. En conséquence, elles sont propagées sur cette dernière (à un signe près), ce qui dégrade les images. Il est possible de limiter l'impact des NCPA :

1. Sur la voie d'analyse, on peut changer expérimentalement la référence de l'ASO, par l'acquisition de pentes de référence à l'aide d'une source de calibration placée en entrée de la voie d'analyse.
2. Sur la voie scientifique, des techniques d'estimation de front d'onde plan focal, telle que la diversité de phase, permettent d'évaluer les aberrations différentielles, et de les pré-compenser en modifiant numériquement la référence de l'ASO [Savauge et al., 2007].

2.5.4 Erreurs exogènes

Ce terme regroupe les sources de résidu de correction liées à l'environnement expérimental du banc. Il désigne en particulier l'impact des vibrations mécaniques propagées dans le système. On désigne par σ_{vibr}^2 la variance des fluctuations résiduelles du front d'onde imputables à ces vibrations. Une vibration est un signal très facile à identifier et à modéliser. Des lois de commandes prédictives sont ainsi très bien adaptées à leur compensation, tel que le filtrage de Kalman [Petit et al., 2008].

2.5.5 Synthèse des termes d'erreur d'une OA

Nous synthétisons dans le tableau 2.1 chacun des termes d'erreur de l'optique adaptative que nous avons décrits jusque là. Nous avons également reporté dans ce tableau le caractère mesurable, ou non, de chacun, par l'ASO du système (paramètre important pour l'étude des performances expérimentales). Notons que dans le cas des vibrations, cette caractéristique dépend de leur fréquence. Enfin, nous avons pointé les passages du manuscrit traitant dans le contexte particulier de cette thèse de chacun des termes du tableau.

TABLE 2.1 – Synthèse des termes d’erreur d’une optique adaptative. Le caractère mesurable de chacun des termes par l’ASO est précisé.

Source		Terme	Notation	Mesure ASO	Référence
Turbulence		Scintillation	σ_{scint}^2	✓	×
		Anisoplanétisme	σ_{aniso}^2	×	×
OA	MD	Sous-modélisation	$\sigma_{fitting}^2$	×	7, 8, 9
	Commande	Temporelle	σ_{tempo}^2	✓	7, 8, 9
		Repliement	σ_{repli}^2	✓	7, 8, 9
		ASO	Bruit	σ_{bruit}^2	✓
Banc		Calibration	σ_{calib}^2	×	6.1
		Aberrations	σ_{aber}^2	×	6.2.2
Autre		Vibrations	σ_{vibr}^2	✓/×	9.1

2.6 Imagerie en correction partielle

Du fait de cette correction imparfaite des perturbations du front d’onde, les images obtenues ne sont pas des FEP parfaites, malgré le gain notable en termes de concentration de l’énergie et de résolution. La qualité des images est ainsi grandement dépendante de la correction effectuée par l’OA.

Un modèle d’image en régime de correction partielle a de prime abord été établi dans [Rod-dier et Roddier, 1986], avant d’être confirmé expérimentalement sur un des premiers systèmes d’OA dédié à l’astronomie COME-ON [Rousset *et al.*, 1990] [Rigaut *et al.*, 1991]. Une étude complète a ensuite été réalisée de manière approfondie dans [Conan, 1994], portant sur les caractéristiques des FEP et FTO longue pose. L’imagerie courte pose a de la même manière été étudiée dans [Fusco et Conan, 2004]. Nous rappelons brièvement ici les résultats fondamentaux, notamment les caractéristiques des FEP et FTO corrigées partiellement.

2.6.1 Caractéristiques des FEP corrigées

Comme nous l’avons dit au cours de la description des termes d’erreur de l’OA, la correction apportée concerne les basses fréquences de la turbulence. En conséquence :

- **Images courte pose** : on note une concentration principale de l’énergie dans le pic central de la FEP, fonction de la qualité de correction des bas-ordres par l’OA. Le résidu de haute fréquence est néanmoins responsable de la présence de tavelures résiduelles distribuées autour de ce pic central.
- **Images longue pose** : la sommation d’un grand nombre de ces courtes poses corrigées conduit à une image longue pose, présentant un pic cohérent central, de largeur à mi-hauteur proche de la limite de diffraction de l’instrument, à savoir λ/D . Ce pic est entouré d’un halo, résultat de la sommation des tavelures résiduelles.

Ces caractéristiques sont illustrées sur la figure 2.8, par la représentation en coupe des images courte et longue pose obtenues en régime de correction partielle.

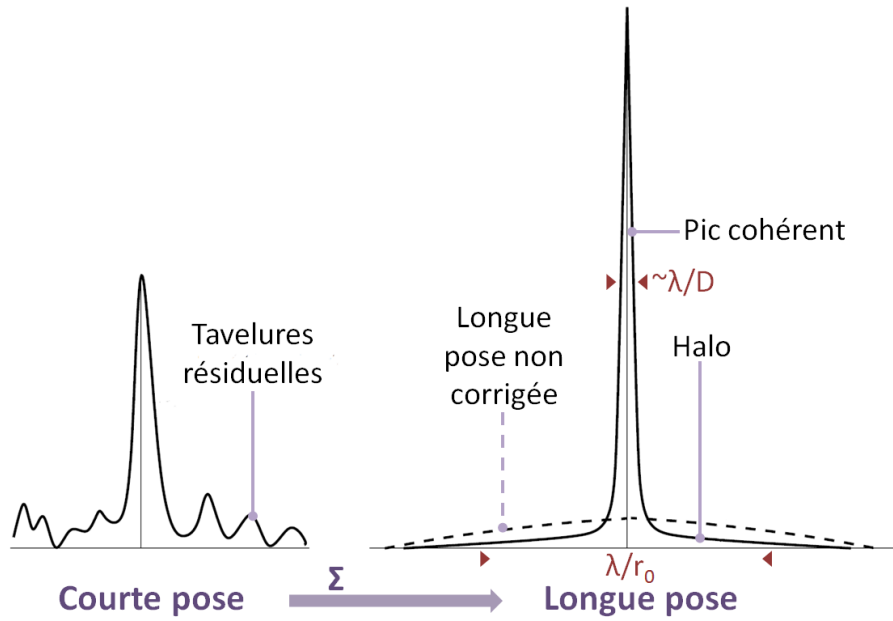


FIGURE 2.8 – Images courte et longue pose obtenues en régime de correction partielle par l’OA.

2.6.2 Caractéristiques des FTO corrigées

La distinction entre hautes et basses fréquences se retrouve bien entendu dans les FTO des images partiellement corrigées.

La FTO d’une image partiellement corrigée est présentée sur la figure 2.9. On peut montrer qu’à basse fréquence son comportement est fonction de l’atténuation apportée par l’OA sur les modes corrigés. La FTO chute alors rapidement pour atteindre un palier aux plus hautes fréquences spatiales. Sa valeur est fonction de la variance résiduelle du front d’onde corrigé σ_{res}^2 en $\exp(-\sigma_{res}^2)$ (pour une FTO normalisée). La hauteur du plateau dépend donc des performances de correction de l’OA : une bonne correction conduit à une variance résiduelle faible, et ainsi à un plateau élevé proche de la FTO parfaite (Airy). Notons que l’énergie cohérente, définie par $\exp(-\sigma_{res}^2)$, permet effectivement de caractériser le contenu haute fréquence de l’image en régime de correction partielle, comme on l’avait alors introduit dans la sous-section 1.3.3.

Pour finir, nous soulignerons le fait (illustré figure 2.9) qu’une correction adaptée, même partielle, permet de restituer en partie les hautes fréquences spatiales, jusqu’à la fréquence de coupure du télescope (Tache d’Airy). L’information est ainsi préservée, et il est possible d’appliquer des post-traitements sur les images corrigées partiellement, afin d’exploiter au mieux cette information.

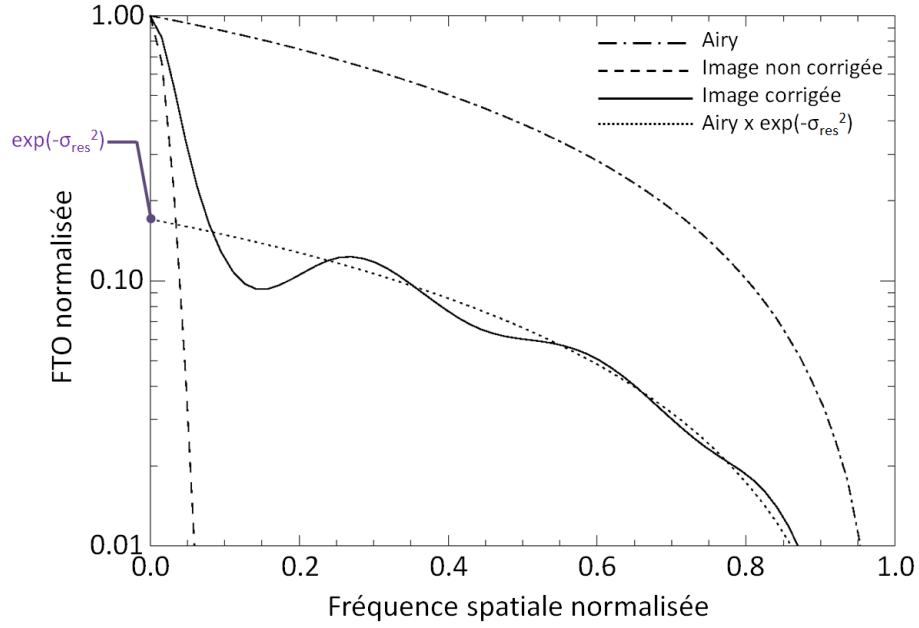


FIGURE 2.9 – Fonction de Transfert Optique (FTO) en régime de correction partielle. L’OA permet une correction des basses fréquences de la turbulence. Le contenu fréquentiel des images corrigées chute néanmoins aux hautes fréquences, vers un plateau fonction du résidu de correction.

2.6.3 Déconvolution des images partiellement corrigées

Il s’agit d’un traitement *a posteriori* des images, dont la problématique consiste à restituer l’objet à partir de son image. C’est en outre un problème inverse présenté dans [Tikhonov, 1977], dont le modèle direct est donné par l’expression 1.38.

Ce traitement bénéficie des gains en résolution et concentration d’énergie par OA sur les images. Il permet d’augmenter leur contraste en travaillant notamment sur les fréquences spatiales intermédiaires et hautes, sauvées des affres de la turbulence par l’OA jusqu’à la coupure de l’instrument, bien qu’atténuées. La déconvolution à proprement parler n’est pas étudiée dans ce manuscrit, mis à part au travers des domaines d’application du banc ODISSEE. Nous introduisons ainsi simplement cette technique et ses problématiques, et plus particulièrement sa variante mise en œuvre sur ODISSEE : la déconvolution myope.

Elle permet de pallier un problème majeur de la déconvolution, qui suppose de connaître parfaitement la FEP dans le champ de l’image. Or, c’est rarement le cas. En astronomie par exemple, cela suppose d’avoir des images d’étoiles dans tout le champ. Cela pose également problème pour l’observation d’objets étendus, notamment en régime de correction partielle du fait de l’anisoplanétisme.

La déconvolution myope consiste alors à utiliser les mesures de l’ASO du système d’OA de manière synchrone aux images acquises. Ces données permettent de reconstruire la FEP, et de déconvoluer les images courte pose. On trouvera plus de détails dans [Fusco *et al.*, 1999] [Fusco,

2000], ou dans [Mugnier *et al.*, 2001], où une méthode plus puissante permet d'estimer de manière optimale à la fois l'objet et la phase associés à chaque courte pose.

2.7 Conclusion : vers les futures OA

Dans le cadre de l'astronomie, nous avons pu voir l'existence de contraintes de dimensionnement fortes pour les systèmes d'OA. Ainsi, l'obtention d'une bonne performance est à mettre en regard de la couverture du ciel par le système, souvent limitée à un nombre restreint d'étoiles guides suffisamment brillantes.

La problématique majeure des recherches en optique adaptative consiste alors à augmenter la couverture du ciel des systèmes d'OA de première génération. Il s'agit ce faisant de chercher à contrecarrer les effets de l'anisoplanétisme d'une part, en étendant le champ de correction autour de la direction d'analyse, et d'augmenter la sensibilité des analyseurs de surface d'onde d'autre part, en multipliant le nombre de guides dans le ciel.

Dans cette démarche, l'utilisation d'étoiles guides artificielles lasers [Foy et Labeyrie, 1985], a parmi le développement des concepts d'OA tomographiques : à partir de l'analyse des perturbations du front d'onde dans plusieurs directions, le volume turbulent est reconstruit. Des lois de commande spécifiques [Petit *et al.*, 2009] [Costille *et al.*, 2010] [Parisot, 2012] permettent ensuite une correction de la turbulence dans le champ. L'utilisation des étoiles lasers offre la possibilité de relâcher une partie des contraintes sur la disponibilité et la distribution d'étoiles guides suffisamment brillantes dans la région de ciel étudiée.

On recense un certain nombre de concepts de ces OA, dites grand champ : OA par Tomographie Laser (*Laser Tomographic AO*, LTAO) [Hubin *et al.*, 2005], OA multi-conjuguée (*Multi-Conjugated AO*, MCAO) [Beckers, 1988], OA multi-objets (*Multi-Objects AO*, MOAO, fonctionnant en boucle ouverte), ou encore OA couche-sol (*Ground Layer AO*, GLAO, non tomographique) [Rigaut, 2002]. Ces systèmes d'OA de nouvelle génération commencent à équiper les grands observatoires. On compte ainsi le système de MOAO CANARY [Gendron *et al.*, 2011] au WHT. Le système de MCAO GeMS à quant à lui été intégré à Gemini Sud [Rigaut *et al.*, 2012]. Enfin, le système de LTAO GRAAL [Paufigue *et al.*, 2010], viendra compléter GALACSI [Stuik *et al.*, 2006], GLAO assistant le spectrographe à intégral de champ MUSE au VLT. Une LTAO est également prévue pour l'instrument de première lumière de l'E-ELT HARMONI [Thatte *et al.*, 2014], dont la construction a enfin débutée.

Ces concepts vont de pair avec de nouveaux types d'analyseurs et de détecteurs d'analyse, plus sensibles, ou spécifiques à l'utilisation d'étoiles lasers : notamment l'utilisation conjointe d'étoiles guides naturelles pour pallier les problèmes d'indétermination des bas ordres de la turbulence sur étoiles lasers. Nous aurons l'occasion d'y revenir dans la partie III de ce mémoire. On compte également le développement de nouveaux modes de correction, comme les corrections multi-étages *Woofers Tweeters* [Conan *et al.*, 2006]. Le développement de ces futures OA, explicité ici uniquement pour le domaine de l'astronomie, constitue le cadre de cette thèse.

Chapitre 3

Outils pour l'étude d'un système d'OA

Sommaire

3.1 Modélisation d'une OA	78
3.1.1 Simulation end-to-end	78
3.1.2 Modélisation analytique	81
3.2 Reconstruction de front d'onde	85
3.2.1 Présentation du problème	85
3.2.2 Méthode de reconstruction	86
3.2.3 Mise en œuvre sur les données ASO	87
3.3 Estimation des paramètres de la turbulence	89

Maintenant que le fonctionnement et les limitations de l'OA ont été introduits, nous décrivons dans ce chapitre les outils permettant d'étudier les performances d'un tel système.

Il s'agit premièrement de pouvoir prédire les performances de l'OA de manière théorique, en tenant compte non seulement de la turbulence atmosphérique, mais également de chacune des caractéristiques des composants de l'OA que nous avons exposées au chapitre précédent. Cette modélisation est nécessaire d'une part pour le dimensionnement d'un système d'OA, et d'autre part pour confronter et comprendre ses performances expérimentales. Sur ce dernier point, il est ensuite nécessaire de pouvoir alimenter les modèles à l'aide de grandeurs mesurables ou observables de manière indirecte par le système lui-même. En d'autres termes, il s'agit de pouvoir reconstruire la phase à partir des mesures et sorties de l'OA (tensions de commande calculées), et d'estimer à partir de cette reconstruction les paramètres des modèles (notamment ceux de la turbulence).

Ainsi dans ce chapitre nous décrirons dans un premier temps les deux types de modélisation utilisées dans ce manuscrit, en particulier pour l'étude des performances d'ODISSEE. Nous donnerons ensuite les méthodes de reconstruction de la phase, puis celles d'estimations des paramètres de la turbulence.

3.1 Modélisation d'une OA

Nous décrivons dans cette première section les outils de modélisation d'OA utilisés dans ce manuscrit. Il s'agit d'un code de simulation numérique modélisant tous les étages d'un système d'OA, et de modèles analytiques permettant de décrire chacun des termes d'erreur introduit dans la section 2.5.

3.1.1 Simulation end-to-end

Nous considérons le code de simulation de l'ONERA, déjà mis en œuvre pour de multiples études, notamment sur les problématiques de commande optimale en OA grand champ [Petit, 2006] [Costille, 2009] [Parisot, 2012]. Il a également été activement mis à contribution pour le dimensionnement et la conception de l'OA extrême SAXO de l'instrument SPHERE au VLT.

Il s'agit d'un code dit « end-to-end », car il permet de simuler en étage chacun des éléments d'une OA, au sens du schéma que nous avons donné sur la figure 2.1. Il est possible d'utiliser ce code sur une base pixellique de la pupille, ou alors sur la base modale des polynômes de Zernike. Nous nous limitons dans la description du code de simulation au cas d'une base pixellique. Chaque composant est ainsi modélisé, ainsi que ces effets sur un front d'onde turbulent. Nous donnons les principaux éléments de ce code. Une description plus poussée peut être trouvée dans [Petit, 2006], notamment en ce qui concerne la simulation d'une OA grand champ. Nous nous limitons dans notre cas à la configuration la plus basique d'OA, sur axe. Nous décrivons premièrement la génération de turbulence, avant de passer en revue chacun des composants ou modules.

Simulateur de turbulence :

Une turbulence multi-couche est simulée, en l'absence de scintillation, à l'aide d'écrans de phase (pixellisés dans le cas zonal) suivant une statistique spatiale de Von Karman. Ils sont synthétisés à partir d'un bruit blanc dans l'espace de Fourier coloré à l'aide de la DSP de Von Karman (cf. expression 1.18), avant de repasser dans l'espace direct des phases [McGlamery, 1976] [Conan, 1994]. L'évolution temporelle de la turbulence est obtenue par translation uniforme de chaque couche turbulente, de la vitesse et dans la direction qui leurs sont propres, dans l'hypothèse de Taylor. On pourra trouver sur la figure 3.1 un écran de phase ainsi généré. Enfin, la propagation de la lumière au travers des couches turbulentes est obtenue par projection de la phase issue de chaque couche dans la pupille du télescope, pondérée du profil de C_n^2 . Il s'agit donc d'un simple découpage de la phase dans les zones d'intérêt, reproduisant un équivalent de la propagation du front d'onde dans l'atmosphère dans l'hypothèse des faibles perturbations et en l'absence d'effets de diffraction (cf. sous-section 1.1.3).

Cette méthode permet de simuler très finement la turbulence atmosphérique, la limite des fréquences spatiales étant donnée par la taille du pixel. Néanmoins, elle peut s'avérer lourde, en témoigne l'écran de la figure 3.1 : cet écran permet la simulation de 10s de turbulence étant données une pupille de 1,5m et une vitesse de vent de 10m/s, pour une taille de 16384x16384 pixels ! Si cela ne pose pas de problèmes notables pour un petit système comme ODISSEE, cette méthode n'est plus envisageable pour les simulations des OA de la classe des ELT. Des

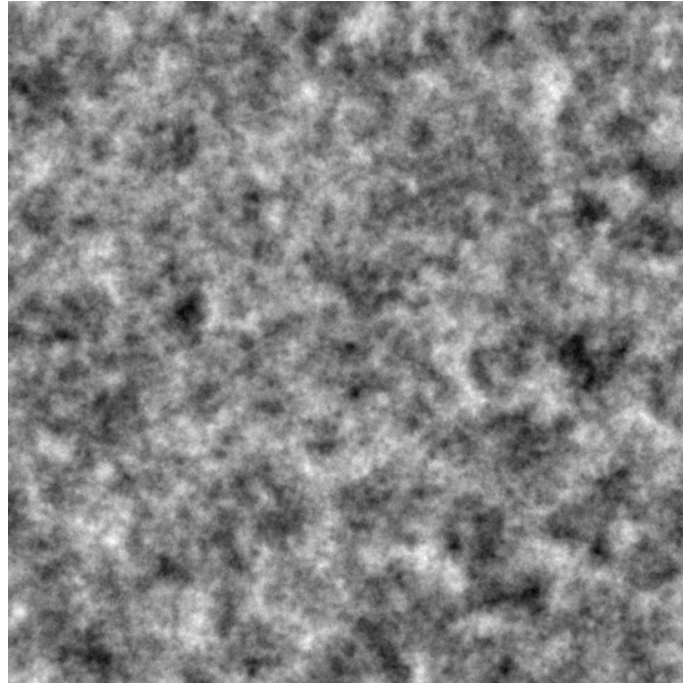


FIGURE 3.1 – Écran de phase généré numériquement. Cet écran fait 102m de coté, avec une résolution de 160 pixels/m. Il est généré avec une grande échelle de 10m, et un r_0 de un pixel. Il sera à ce titre remis à l'échelle par la suite suivant la force de turbulence désirée.

méthodes moins lourdes, basées sur une description modale de la turbulence, permettent une génération incrémentale de la turbulence en utilisant des modèles auto-regressifs [Assémat *et al.*, 2006].

Notons pour finir l'existence sur les écrans de phase pixelliques d'une grande échelle numérique, ayant pour origine la périodicité introduite par les transformées de Fourier discrètes. Cette grande échelle a pour taille la moitié de l'écran généré.

Dynamique temporelle :

La simulation end-to-end est itérative, et repose en ce sens sur une description discrétisée d'un système d'OA. A chaque itération est associée une trame de l'analyseur de surface d'onde, soit $1/f_{ech}$. A chacune, les écrans de phase se translatent de la quantité V/f_{ech} convertie en pixels (V étant la vitesse de vent considérée). On considère que la turbulence projetée dans la pupille à une itération donnée correspond à la turbulence moyennée durant le temps d'intégration de l'ASO. La simulation suppose donc que la fréquence de la boucle est suffisante pour figer la turbulence sur une trame, au risque de négliger les effets de moyennes, non modélisés.

Analyseur de surface d'onde :

Il existe plusieurs modèles d'ASO pouvant être intégrés à la simulation. Nous nous limitons dans le cadre de ce manuscrit au Shack-Hartmann, qui peut être modélisé à divers degrés

de précision. Un des modèles les plus simples est le modèle dit géométrique, qui consiste en une moyenne de la phase découpée sur chaque sous-pupille, suivant la description géométrique du SH donnée expression 2.1. Il est possible d'ajouter à la mesure un bruit, d'après les modèles analytiques de la sous-section 2.2.4. Dans le cadre de ce manuscrit, on lui préfère le modèle diffractif du Shack-Hartmann. Il simule la formation d'image sur le capteur après traversée des micro-lentilles, au sens de la diffraction de Fraunhofer. Il permet ainsi de rendre compte fidèlement des effets de non-linéarité en présence de forte turbulence, ou d'un sous-échantillonnage sur le capteur. On peut également simuler fidèlement le processus de mesure de la pente locale du front d'onde sur chaque sous-pupille, en paramétrant le nombre de photo-électrons sur le détecteur, avant de calculer un centre de gravité.

Miroir déformable :

Il est simulé comme un composant linéaire, qui sans dynamique temporelle, est entièrement décrit par ses fonctions d'influence $F_{inf,i}$. Il est possible d'intégrer à la simulation des fonctions d'influence réelles. On peut leur préférer leur modèle gaussien, couramment utilisé notamment pour les miroirs SAM :

$$F_{inf,i}(x, y) = A_i \exp \left(-\frac{(x - x_i)^2 - (y - y_i)^2}{\delta^2} \right) \quad (3.1)$$

Où A_i désigne le gain en amplitude de l'actionneur i , centré en (x_i, y_i) dans le repère cartésien du plan pupille. δ représente le couplage inter-actionneur. Il est montré dans [Petit, 2006] que ce modèle est assez fidèle aux fonctions d'influence du miroir SAM utilisé sur ODISSEE.

Commande :

Un mode de fonctionnement sur une base modale permet d'intégrer à la simulation end-to-end des commandes basées sur une représentation d'état, et en ce sens de simuler des commandes optimales types LQG [Petit, 2006] [Petit *et al.*, 2009]. Dans le cas plus simple qui nous intéresse, il est facile de modéliser une commande intégrateur telle que nous l'avons décrite au chapitre 2. L'équation 2.15 donnée dans le cas discret est alors directement intégrée à la simulation numérique. Le retard pur de l'OA est modélisé quant à lui en décalant l'application des tensions de correction du nombre d'itérations souhaité par rapport à l'itération où elles sont calculées. Il est également possible de réaliser une optimisation modale du gain.

Détecteur scientifique :

L'intensité en plan focal est calculée à partir de la phase résiduelle par transformée de Fourier de l'amplitude complexe en plan pupille, au sens de la diffraction de Fraunhofer. Cela permet de simuler un détecteur scientifique. Il est aisé de reproduire les caractéristiques du détecteur lors de ce calcul, tel que son échantillonnage ou les divers bruits de mesure. Nous donnons plus de détails à ce propos au chapitre 10. On obtient par ce procédé des images courte pose. La sommation d'un grand nombre de ces images permet d'obtenir une longue pose.

On reproduit à partir de chacun de ces modules le fonctionnement d'une OA, de la calibration (acquisition de la matrice d'interaction) jusqu'à la fermeture de boucle. Il s'agit donc d'un outil très puissant permettant d'étudier quasiment toutes les problématiques de l'OA.

3.1.2 Modélisation analytique

La modélisation analytique consiste à décrire l'impact des termes d'erreur sur le front d'onde résiduel à l'aide d'expressions simples. Nous nous intéressons notamment à la modélisation des erreurs intrinsèques de l'OA elle-même, telles que nous les avons décrites dans la section 2.5 : erreur de sous-modélisation, erreur temporelle, repliement, et bruit de mesure. Nous n'étudierons pas dans ce manuscrit les termes d'anisoplanétisme ou de scintillation.

Il existe plusieurs approches permettant d'aboutir à des expressions analytiques, se traduisant par le choix de la base d'étude de la phase dans la pupille. On trouve ainsi des travaux sur la base des modes de Fourier dans [Rigaut *et al.*, 1998] [Neichel, 2008], et dans [Jolissaint *et al.*, 2006] avec un formalisme différent. Néanmoins cette approche, mal adaptée aux supports finis, n'est pas à considérer pour des petits systèmes possédant peu de degrés de liberté comme ODISSEE. On lui préfère alors la base des polynômes de Zernike, définie sur un support circulaire (cf. sous-section 1.2.1), et qui offre comme nous l'avons vu des expressions simples et faciles à manipuler de la phase turbulente.

Nous utilisons ainsi dans le cadre des travaux sur ODISSEE les modèles décrits dans [Conan, 1994], sur la base des polynômes de Zernike. On trouvera de nombreuses études de dimensionnement basées dessus [Rousset *et al.*, 1998] pour NAOS, et [Fusco *et al.*, 2006a] pour SPHERE, de même que des analyses de performances après intégration, par exemple pour NAOS [Fusco *et al.*, 2004].

Les modèles de [Conan, 1994] reposent sur l'hypothèse d'une correction parfaite des aberrations statistiques de la turbulence d'un point de vue spatial sur les N_{max} premiers ordres radiaux. Cette hypothèse rejoint la description du résidu de correction proposée par Noll dans [Noll, 1976], appelé par la suite résidu de Noll :

$$\sigma_{Noll}^2 = \sum_{n=N_{max}+1}^{\infty} (n+1)\sigma_{turb}^2(n) \quad (3.2)$$

Avec $\sigma_{turb}^2(n)$ la variance moyenne de la turbulence sur l'ordre radial n , donnée dans le cas Kolmogorov par l'expression 1.31, et dans le cas Von Karman par l'expression 1.34. En se basant sur cette hypothèse, Conan complète le modèle de Noll, en discriminant un résidu de correction de haute fréquence d'un résidu de correction de basse fréquence :

- **Résidu haut-ordre** : pour $n > N_{max}$, le système n'apporte plus de correction et le front d'onde correspond à la somme des fluctuations statistiques de la turbulence. Il s'agit de l'erreur de sous-modélisation, exactement décrite dans ce cas par le résidu de Noll.
- **Résidu bas-ordre** : pour $n < N_{max}$, le résidu de correction correspond à la somme du résidu temporel de correction, du repliement partiel de la phase de sous-modélisation, du bruit de mesure propagé, et de leurs termes de corrélation. Dans de bonnes conditions de Rapport Signal à Bruit (RSB) et dans l'hypothèse de faibles perturbations, il est raisonnable en première approximation [Véran, 1998] de considérer l'indépendance statistique

des trois termes (covariance nulles).

Dans ces conditions, la variance du front d'onde résiduel est ainsi donnée par la somme quadratique de chacun des termes d'erreur, soit :

$$\sigma_{res}^2 \approx \underbrace{\sigma_{fitting}^2}_{\text{haut-ordre}} + \underbrace{\sigma_{tempo}^2 + \sigma_{repli}^2 + \sigma_{bruit}^2}_{\text{bas-ordre}} \quad (3.3)$$

L'ordre radial maximal corrigé N_{max} est quant à lui déterminé en utilisant l'analogie entre polynômes de Zernike et fréquences spatiales (cf. sous-section 1.2.4), puis relié aux caractéristiques physiques du système par :

$$F_c \approx 0,37 \frac{(N_{max} + 1)}{D} \quad (3.4)$$

Avec D le diamètre de la pupille. F_c est définie comme étant la fréquence d'échantillonnage de la pupille par la matrice de moteurs. Dans le cas d'un maillage cartésien de la pupille par une matrice d'actionneurs séparés d'un pas d , $F_c = 1/2d$. Avec ces hypothèses, nous donnons la modélisation analytique de chacun des termes d'erreur de l'OA dans les paragraphes suivants.

Sous-modélisation :

Il est proposé dans [Conan, 1994] un développement asymptotique du résidu de Noll pour N_{max} grand, permettant d'aboutir à l'expression analytique suivante :

$$\sigma_{fitting}^2 \approx 0,485 \left(\frac{D/r_0}{N_{max} + 1} \right)^{5/3} \quad (3.5)$$

Repliement de la phase de haut-ordre :

Un modèle couramment employé consiste à exprimer le résidu de correction imputable au repliement comme une fraction de l'énergie du résidu de sous-modélisation. On a ainsi :

$$\sigma_{repli}^2 = \alpha \sigma_{fitting}^2 \quad (3.6)$$

Il est habituel de considérer dans le cadre des modèles de la littérature introduits ci-avant des valeurs de α comprises entre 0,3 et 0,4 [Neichel, 2008]. Néanmoins, cette valeur est établie par une approche sur la base des modes de Fourier, et constitue donc une valeur asymptotique. Pour un petit système, elle est à redéfinir précisément.

Résidu de correction temporel :

L'erreur temporelle correspond à une correction imparfaite des aberrations évolutives de la turbulence, du fait de l'existence d'un retard entre mesure et application de la compensation. Dans l'hypothèse d'une décorrélation parfaite des termes d'erreur de l'OA, le résidu temporel moyen du front d'onde sur l'ordre radial $n < N_{max}$, $\sigma_{tempo}^2(n)$, se traduit par la réjection imparfaite du contenu fréquentiel du spectre temporel de la turbulence par la boucle d'asservissement. Autrement dit :

$$\sigma_{tempo}^2(n) = \int_{\nu=0}^{f_{ech}} DSP_n(\nu) FTR_n(\nu) d\nu \quad (3.7)$$

Avec $DSP_n(\nu)$ la densité spectrale de puissance temporelle moyenne de la phase turbulente sur l'ordre n (cf. sous-section 1.2.5), $FTR_n(\nu)$ la Fonction de Transfert de Réjection de l'OA (cf. section 6.3) sur ce même mode, et f_{ech} la fréquence d'échantillonnage de la boucle.

Conan propose dans [Conan et al., 1995] un développement de l'expression 3.7 dans le cas mono-couche, en approximant DSP et FTR par leurs asymptotes. On a ainsi :

$$DSP_n(\nu) \approx \begin{cases} K & \text{si } \nu \leq BP \\ K(\nu/\nu_c)^{-17/3} & \text{si } \nu > BP \end{cases} \quad (3.8)$$

Avec :

$$K = \frac{14}{17} \frac{\sigma_{turb}^2(n)}{\nu_c} \quad (3.9)$$

$\sigma_{turb}^2(n)$ étant la variance moyenne de la turbulence sur l'ordre radial n , c'est à dire l'intégrale sur toutes les fréquences de $DSP_n(\nu)$. D'autre part :

$$FTR_n(\nu) \approx \begin{cases} (\nu/BP_n)^2 & \text{si } \nu \leq BP_n \\ 1 & \text{si } \nu > BP_n \end{cases} \quad (3.10)$$

Avec BP_n la bande passante de l'OA optimisée pour les modes n . Si on se limite à un intégrateur scalaire, BP_n est indépendante de n et on la notera BP . Ces approximations asymptotiques, représentées sur la figure 3.2 permettent de développer l'expression 3.7, dont une expression approchée sera donnée par [Conan et al., 1995] :

$$\sigma_{tempo}^2(n) \approx 0,04 \left(\frac{V/D}{BP} \right)^2 \left(\frac{D/r_0}{(n+1)} \right)^{5/3} \quad (3.11)$$

Cette expression suppose que $\nu_c(n) < BP$ quelque soit $n \leq N_{max}$.

Notons pour finir que ce modèle ne prend pas en compte l'effet d'atténuation de l'échelle externe L_0 , particulièrement notable sur les modes de basculement pour des valeurs de L_0 proches du diamètre de la pupille. Nous étudierons cet aspect au chapitre 7.

Bruit de mesure :

Les coefficients de Rigaut-Gendron $p_{n,m}$ [Rigaut et Gendron, 1992] sont couramment utilisés afin d'évaluer le bruit propagé par l'analyseur dans la boucle d'OA. Ils sont définis comme les coefficients de propagation du bruit à travers la matrice de commande du système. Ils dépendent alors de l'ordre radial n et de l'ordre azimutal m , et sont donnés empiriquement par :

$$\begin{cases} p_{n,m} = 0,295(n+1)^{-2,05} & \text{pour } n = m \\ p_{n,m} = 0,174(n+1)^{-2,00} & \text{pour } n \neq m \end{cases} \quad (3.12)$$

Dans le cas d'un Shack-Hartmann, la variance totale du bruit propagé σ_{bruit}^2 est estimée en propageant le bruit de mesure en variance de phase bord à bord de sous-pupille $\sigma_{\Delta b}^2$ (cf. sous-section 2.2.4, et les expressions respectives des bruits détecteur et photonique) sur chacun des

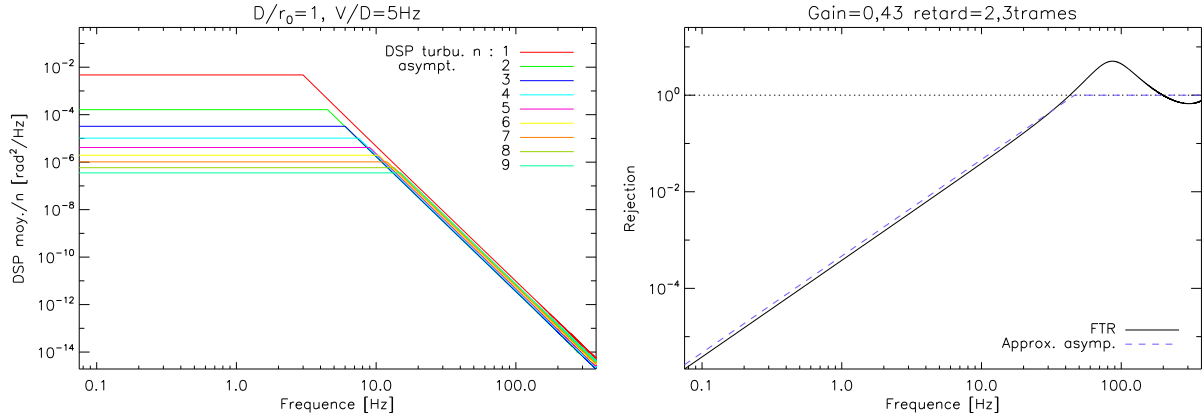


FIGURE 3.2 – Gauche : Modélisation asymptotique de la DSP temporelle de la phase turbulente décomposée sur la base des polynômes de Zernike. On a ici moyenné toutes les DSP au sein d'un même ordre radial. Droite : Modélisation asymptotique de la FTR, comparée à la FTR théorique

modes corrigés par le système d'OA, autrement dit sur l'ensemble des polynômes de Zernike Z_i tel que $n_i \leq N_{max}$. Il vient donc :

$$\sigma_{bruit}^2 \approx \sum_{i=1}^{i_{N_{max}}} p_{n_i, m_i} \sigma_{\Delta b}^2 \quad (3.13)$$

On a alors supposé que les bruits de mesure étaient indépendants d'une sous-pupille à l'autre. Notons enfin que l'expression 3.12 est établie pour un nombre très grand de sous-pupilles. Notamment, ces coefficients peuvent être sensiblement différents dans le cas d'un petit système.

Domaine d'applicabilité des modèles analytiques :

Ces modèles sont des expressions obtenues à partir de développements pris à la limite, variables donc pour des grands systèmes possédant un grand nombre de sous-pupilles et d'actionneurs. Dans ces conditions les polynômes de Zernike d'ordre élevé sont assimilables à des fréquences spatiales pures de manière satisfaisante, et la coupure définie par N_{max} sera dans ce cas proche d'une fréquence de coupure franche.

Elle est moins nette pour un petit système, et l'hypothèse de la correction spatiale totale des N_{max} premiers ordres radiaux est moins évidente. L'hypothèse de découplage entre les termes de résidu de correction ne peut plus être sereinement faite. Nous reviendrons sur ce point dans le cadre d'ODISSEE au chapitre 7.

Nous avons dans cette section pu présenter nos outils de modélisation de l'OA. Leurs principes mais aussi leurs limites ont été exposés, justifiant notamment de les adapter plus tard dans le cadre de l'étude du banc ODISSEE. Nous allons maintenant voir comment relier cette modélisation théorique aux performances expérimentales de l'OA. Il s'agit dans un premier temps de reconstruire la phase à partir des données acquises par l'ASO.

3.2 Reconstruction de front d'onde

Les Analyseurs de Surface d'Onde (ASO), à l'instar du Shack-Hartmann que nous avons présenté, ne fournissent pas une mesure directe de la phase. Nous avons vu alors dans la sous-section 2.4.1 comment cette phase était reconstruite à partir des mesures ASO afin de commander le Miroir Déformable (MD). Dans ce cas, la reconstruction est effectuée sur la base des modes du miroir déformable, permettant un calcul des tensions de commande applicables directement au MD. Dans cette section, nous nous intéressons à la reconstruction de la phase sur une base de modes permettant l'étude des performances du système. La base des modes de Zernike est à ce titre bien adaptée comme nous avons eu l'occasion de le justifier, car on possède alors des expressions analytiques de la turbulence et du fonctionnement de l'OA.

3.2.1 Présentation du problème

La reconstruction de phase à partir de la mesure de l'ASO est un problème inverse, dont le modèle direct a été introduit dans la sous-section 2.2.1 pour le Shack-Hartmann :

$$\mathbf{y} = \mathbf{D}\phi + \mathbf{b} \quad (3.14)$$

$\mathbf{y}$ étant le vecteur de mesure, $\mathbf{b}$ un vecteur de bruit sur la mesure, et $\mathbf{D}$ la matrice ASO. Sur la base des modes de Zernike, cette expression peut se réécrire :

$$\mathbf{y} = \mathbf{D}_z \mathbf{a} + \mathbf{b} \quad (3.15)$$

Avec $\mathbf{D}_z$ la matrice ASO exprimée sur la base des modes de Zernike. Elle est de dimension $n_{mes} \times n_{modes}$, où n_{mes} est le nombre de mesures ASO (nombre de sous-pupilles dans les deux directions dans le cas du SH) et n_{modes} le nombre de polynômes de Zernike. Une ligne de cette matrice correspond à la mesure ASO d'un polynôme de Zernike pur. $\mathbf{a}$ est le vecteur des coefficients a_i de la décomposition modale de la turbulence sur la base de Zernike, tel que :

$$\phi = \sum_{i=1}^{\infty} a_i Z_i \quad (3.16)$$

Idéalement, chaque colonne de $\mathbf{D}_z$ contient un nombre infini de modes. Néanmoins dans la pratique, elle est tronquée. Premièrement pour limiter la taille de la matrice et les calculs, et deuxièmement pour réduire les effets du repliement dans la reconstruction : l'échantillonnage fini de la pupille par la matrice de micro-lentilles introduit une périodisation du spectre de la mesure ASO avec une fréquence $1/d$ (d le diamètre d'une sous-pupille). Ainsi, lors de la mesure d'une fréquence f , on est non seulement sensible à la valeur du spectre de la phase pour cette fréquence, mais également à la valeur du spectre d'une haute fréquence $(1/d - f)$ repliée du fait de la périodisation. Ainsi, l'introduction de modes d'ordre élevé dans $\mathbf{D}_z$ biaise la reconstruction des bas ordres. La troncature de $\mathbf{D}_z$ permet de limiter ce phénomène, mais introduit de manière logique la présence d'un terme d'erreur de sous-modélisation dans la reconstruction de la phase. $\mathbf{D}_z$ est ainsi exprimée sur les premiers polynômes de Zernike jusqu'à un ordre radial N_{max} . Ce dernier est un compromis entre sous-modélisation et repliement de reconstruction. Une bonne estimation de ce paramètre correspond à la définition que l'on avait donnée par l'expression 3.4.

Le problème inverse est ainsi :

$$\tilde{\mathbf{a}} = \mathbf{R}\mathbf{y} \quad (3.17)$$

Avec $\mathbf{R}$ la matrice de reconstruction de la phase¹, et $\tilde{\mathbf{a}}$ le vecteur des coefficients de la phase reconstruite. Nous donnons les principales méthodes de reconstruction dans la sous-section suivante.

3.2.2 Méthode de reconstruction

La méthode la plus simple et la plus utilisée en OA est la **reconstruction moindres carrés (MC)**, visant à minimiser le critère² :

$$\epsilon = \|\mathbf{y} - \mathbf{D}_z \tilde{\phi}\|^2 \quad (3.18)$$

La solution bien connue à ce problème [Herrmann, 1980] est donnée par :

$$\mathbf{R} = (\mathbf{D}_z^T \mathbf{D}_z)^\dagger \mathbf{D}_z^T \quad (3.19)$$

Une SVD est alors utilisée pour filtrer les modes mal vus avant de calculer l'inverse généralisée de $\mathbf{D}_z$. Nous avons donné plus de détails à ce sujet dans le cas du calcul de la matrice de commande dans la sous-section 2.4.1. Cette méthode utilise la matrice $\mathbf{D}_z$ tronquée. Comme nous l'avons alors explicité, la phase reconstruite est biaisée d'un terme de sous-modélisation correspondant à la phase de haut-ordre non reconstruite, et d'un terme de repliement de la phase de haut-ordre non mesurée par l'ASO dans $\mathbf{y}$.

Il est possible d'introduire dans cette reconstruction moindre carré des *a priori* sur la turbulence ou le bruit. On recherche alors la phase la plus probable étant donnée la mesure et ces *a priori*. **Il s'agit de la méthode dite du Maximum de Vraisemblance (MV)** [Sasiela et Mooney, 1986]. Elle peut permettre par exemple de mieux gérer le repliement dans la reconstruction.

Il existe ensuite une autre approche qui consiste à minimiser, en moyenne statistique, la variance sur la pupille entre phase vraie et phase reconstruite. On parle alors de critère MMSE (Minimum Mean Square Error) [Wallner, 1983]. Cette méthode offre par définition la meilleure reconstruction possible de la phase. Dans le cas linéaire gaussien (Phase et bruit), la minimisation du critère MMSE est équivalente à une approche de type Maximum *A Posteriori* (MAP) [Conan et al., 1999]. **On parle de reconstruction MAP.** La minimisation du critère MMSE revient alors à la maximisation d'une loi *a posteriori*. Cette méthode requiert donc l'introduction d'*a priori* sur la statistique de la phase et du bruit lors de la reconstruction.

Dans la pratique, la méthode MC est la plus couramment utilisée en reconstruction de front d'onde, du fait de la difficulté d'introduire des *a priori* pertinents sur la phase, notamment en boucle fermée où la statistique du résidu de correction est dépendante d'un grand nombre de paramètres (turbulence et système). Des approches types MAP sont néanmoins utilisées en déconvolution (cf. sous-section 2.6.3). Des méthodes reposant sur la minimisation du critère MMSE

1. Dans le cas de la commande du MD, il s'agit de la matrice de commande $\mathbf{M}_{com}$.

2. A l'instar du calcul de la tension de correction $\mathbf{u}$ pour corriger un front d'onde turbulent (cf. sous-section 2.4.1).

sont également employées en commande, pour la commande de systèmes tomographiques [Petit, 2006]. Dans la suite de ce manuscrit, **nous nous limiterons à la méthode moindres carrés** en l'absence de connaissances *a priori* de la turbulence, dont nous cherchons justement à évaluer les paramètres.

3.2.3 Mise en œuvre sur les données ASO

Nous explicitons dans cette sous-section la mise en œuvre de la méthode de reconstruction choisie (Moindres Carrés) sur les données de l'ASO et de la boucle d'OA. Il s'agit de préciser le vocabulaire et les techniques employées tout au long de ce manuscrit, notamment pour l'étude des performances du banc ODISSEE. Nous considérons les mesures du SH y , le vecteur des commandes de correction u_{cor} , et la matrice d'interaction de l'OA M_{inter} . Nous raisonnons dans la suite de cette sous-section sur la base des modes de Zernike exclusivement, en considérant l'analyseur Shack-Hartmann.

Estimation de la phase turbulente :

Il est aisé d'estimer la phase turbulente $\tilde{a}_{turb}$ à partir des mesures de pentes en boucle ouverte y_{BO} :

$$\tilde{a}_{turb} = R y_{BO} \quad (3.20)$$

Où R est la matrice de reconstruction moindres carrés sur la base des polynômes de Zernike.

Néanmoins, dans des conditions de forte turbulence, la présence d'erreurs statistiques sur les mesures de pentes (cf. sous-section 2.2.4) ainsi que les non-linéarités de la mesure ASO, dégradent la qualité de la reconstruction. On peut préférer alors reconstruire la phase turbulente à partir des données de l'OA en boucle fermée. On parle alors de **pseudo boucle-ouverte**. On utilise dans ce cas les tensions de commande u_{cor} pour reconstruire la phase de correction du MD, et de manière conjointe la mesure ASO de la phase résiduelle en boucle fermée y_{BF} . Il faut néanmoins prendre en compte le retard pur τ entre mesure ASO et application de la commande. Ainsi on a dans le cadre de cette reconstruction pseudo-BO :

$$\tilde{a}_{turb} = R [y_{BF}(t) - M_{inter} u_{cor}(t - \tau)] \quad (3.21)$$

Du fait du caractère discret des séries de mesures ASO, l'expression précédente ne peut être appliquée simplement que pour un nombre entier de trames de retard n_{trame} tel que $\tau = n_{trame}/f_{ech}$, f_{ech} étant la fréquence temporelle d'échantillonnage de l'OA. Quand le retard ne peut pas être exprimé comme un nombre entier de trames ASO, une bonne approximation consiste à interpoler les commandes de correction entre les instants $t - n_{trame}/f_{ech}$ et $t - (n_{trame} + 1)/f_{ech}$ avec $n_{trame}/f_{ech} < \tau < (n_{trame} + 1)/f_{ech}$.

Estimation du résidu de correction :

Le résidu de correction est estimé simplement à partir des mesures ASO en boucle fermée y_{BF} :

$$\tilde{a}_{res} = R y_{BF} \quad (3.22)$$

Étude statistique de la phase reconstruite :

A partir de séries temporelles de mesures ASO et de tensions de correction le cas échéant, on peut accéder très facilement à une estimation de la variance de la phase sur chacun des modes reconstruits $\tilde{\sigma}_i^2$. Il est également possible d'estimer la variance totale du front d'onde :

$$\tilde{\sigma}_\phi^2 = \sum_{i=2}^{i_{Nmax}} \langle \tilde{a}_i^2 \rangle_t = \sum_{i=2}^{i_{Nmax}} \tilde{\sigma}_i^2 \quad (3.23)$$

Comme nous l'avons fait remarquer dans la section précédente, cette estimation de la variance de la phase ne prend pas en compte la phase de haut-ordre, car nous avons tronqué D_z . Il s'agit d'un terme de sous-modélisation, qui peut être estimé par un résidu de haute-fréquence type résidu de Noll, dont la variance est donnée expression 3.2.

Estimation du bruit propagé dans la reconstruction :

Le bruit de mesure affectant les mesures ASO est propagé au travers de la matrice de reconstruction, et introduit en conséquence des biais sur la variance de la phase reconstruite. Nous utilisons une méthode dans ce manuscrit permettant de débiaiser la variance de la phase reconstruite sur les modes de Zernike, basée sur l'étude des fonctions d'autocorrélation temporelles de chacun des polynômes $\mathcal{A}_i(\tau)$. La méthode est mise en œuvre dans le cas de NAOS dans [Fusco *et al.*, 2004].

Cette méthode repose sur l'hypothèse que le bruit propagé sur chaque mode reconstruit est un bruit additif blanc. Il se décorrèle ainsi extrêmement rapidement par rapport au signal lié à la turbulence. Soit $\mathcal{A}_{b,i}(\tau)$ l'autocorrélation du bruit propagé sur le polynôme Z_i . L'autocorrélation du signal reconstruit pour un mode Z_i étant donnée par la somme de $\mathcal{A}_i(\tau)$ et de $\mathcal{A}_{b,i}(\tau)$, il est possible de distinguer la contribution du bruit au signal par l'observation d'un pic à l'origine $\tau = 0$. Une extrapolation de l'autocorrélation du signal turbulent en $\tau = 0$ en dehors du pic permet d'obtenir la variance de la turbulence sur le mode Z_i , débiaisée du bruit. On peut ensuite estimer la valeur du bruit propagé. Cette méthode est illustrée sur la figure 3.3 avec des données acquises sur le banc ODISSEE.

Notons que cette méthode est plus difficile à mettre en œuvre sur un résidu de correction reconstruit, car le signal, dont le contenu fréquentiel est atténué par l'OA, se décorrèle plus rapidement de sorte qu'on ne peut parfois plus le distinguer du bruit.

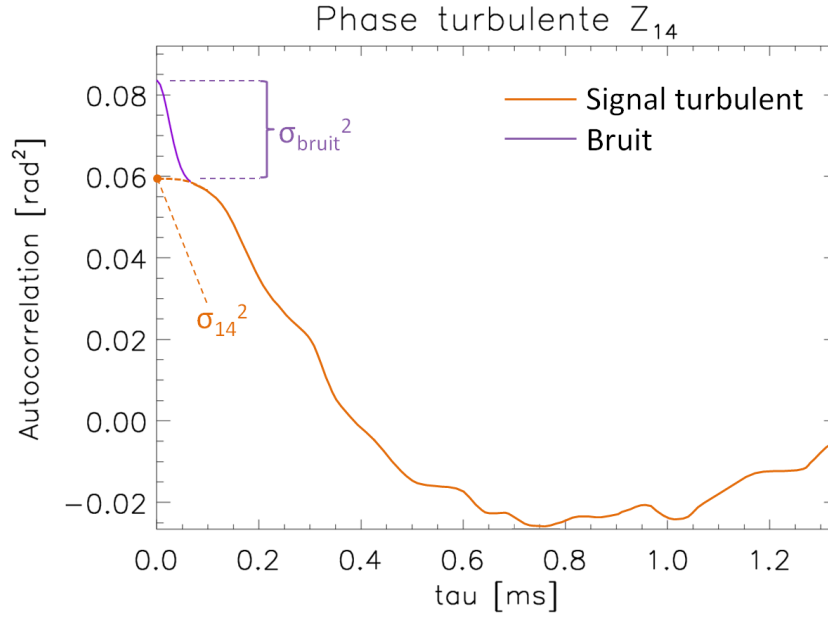


FIGURE 3.3 – Autocorrélation temporelle de la phase turbulente reconstruite, ici sur le polynôme Z_{14} . Une série de mesures acquise sur le banc en boucle ouverte avec le générateur de turbulence (cf. chapitre 8) est utilisée. On distingue l'autocorrélation du signal turbulent de celle du bruit propagé dans la reconstruction. La méthode d'estimation permet de déterminer en $\tau = 0$ la variance du bruit σ_{bruit}^2 et celle du signal turbulent σ_{14}^2 .

3.3 Estimation des paramètres de la turbulence à partir des mesures du Shack-Hartmann

Les modèles que nous avons présentés dans ce chapitre sont paramétrés par les grandeurs caractéristiques de la turbulence atmosphérique. Il n'est pas toujours évident d'utiliser les mesures de r_0 et de profil de vent et de C_n^2 d'instruments dédiés. D'une part des mesures synchrones aux acquisitions de l'OA de tels instruments ne sont pas tout le temps disponibles³. D'autre part, les mesures d'un instrument indépendant ne permettent pas forcément de rendre compte de l'ensemble des phénomènes turbulents ou exogènes rencontrés au foyer d'intégration de l'OA (nous aurons l'occasion de le constater au chapitre 5.3).

Une estimation des paramètres de la turbulence sur la phase reconstruite à partir des mesures de l'OA, bien que moins précise pour un petit système, reste nécessaire, d'autant plus pour les problématiques de déconvolution d'images.

Estimation du paramètre de Fried r_0 et de l'échelle externe L_0 :

Le r_0 est estimé à partir de la phase turbulente reconstruite sur les modes de Zernike. La méthode, décrite et utilisée pour l'analyse des performances de NAOS dans [Fusco *et al.*, 2004], consiste en une minimisation moindres carrés de l'écart entre la variance moyenne par ordre

3. Cependant, cela devient de moins en moins vrai avec l'avènement des lois de commandes prédictives pour les OA tomographiques notamment, nécessitant une bonne connaissance du profil de turbulence.

radial de la phase reconstruite et un modèle. Dans ce manuscrit, nous utilisons la méthode de Levenberg-Marquardt [Moré, 1978] pour minimiser ce critère.

Le modèle dont il est question est un modèle d'évolution de la variance des modes de Zernike en fonction de l'ordre radial. On peut en choisir plusieurs différents suivant les conditions. En présence d'une échelle externe très grande (turbulence Kolmogorov), il s'agit de l'expression 1.31. Pour une turbulence de type Von Karman, on prendra l'expression 1.34 tenant compte de l'effet d'atténuation de l'échelle externe sur la variance des Zernike. Cependant, le développement donné expression 1.34 n'est plus valable pour des échelles externes proches du diamètre du télescope. Cela nous a conduit dans le cadre de l'étude d'ODISSEE à utiliser un modèle plus lourd, consistant en une intégration numérique de l'expression de la corrélation angulaire entre polynômes de Zernike [Fusco, 2000].

Dans le cas d'un modèle de turbulence Von Karman, la méthode que nous avons décrite ici permet une estimation conjointe du D/r_0 et du D/L_0 .

Estimation de la vitesse de vent :

Dans les configurations d'OA étudiées au cours de ce manuscrit, il est difficile de procéder à une reconstruction du profil altimétrique du C_n^2 et de vitesse de vent à partir des données acquises⁴.

L'étude des Densités Spectrales de Puissance (DSP) temporelles de la phase turbulente reconstruite sur les modes de Zernike permet tout de même d'identifier des fréquences de coupure associées aux vitesses de translation des couches turbulentes. On ne possède néanmoins pas d'information sur leur répartition en altitude. On estime alors une vitesse moyenne du vent dans la pupille $\bar{V}$, telle que nous l'avons décrite dans la sous-section 1.1.7. C'est cette vitesse qui détermine les propriétés temporelles principales de la phase turbulente, et ainsi la performance dynamique de l'OA. Cette vitesse de vent moyenne est associée à la couche dominante dans le cas où la turbulence est bien localisée. Nous donnons ici quelques éléments sur la méthode d'estimation utilisée.

Il s'agit donc de rechercher les fréquences de coupure sur les DSP temporelles de la phase turbulente, et d'étudier leur évolution en fonction de l'ordre radial (cf. sous-section 1.2.5). Pour repérer ces fréquences de coupure, la méthode courante consiste à ajuster à ces spectres des lois de puissance asymptotiques. Une démarche équivalente est mise en œuvre sur NAOS dans [Fusco *et al.*, 2004].

Nous avons porté un effort particulier pendant cette thèse pour automatiser au mieux cette démarche. Les DSP expérimentales, notamment dans le cas d'ODISSEE, ne sont en effet pas toujours exploitables de manière aisée par une procédure systématique. La méthode consiste alors en une simplification des DSP par leur expression approchée à l'aide d'un filtre Auto-Régressif d'ordre n (AR n). En ce sens, la méthode est inspirée de l'identification de vibrations

4. On peut néanmoins citer la méthode de CO-SLIDAR [Voyez *et al.*, 2014], permettant par l'observation d'une étoile double et utilisation d'un ASO SH de remonter au profil de C_n^2 .

sur les spectres temporels de Zernike [Meimon *et al.*, 2010c]. La DSP approchée possède alors une expression analytique, qu'il est aisé de manipuler :

- L'ajustement de lois de puissance asymptotiques est facile à mettre en œuvre sur les DSP approchées, moins chahutées. Il est possible d'automatiser la procédure, notamment dans le cas mono-couche.
- On peut également identifier le changement de courbure sur les DSP sur les dérivées secondes de la DSP approchée.
- Dans le cas multi-couche, l'exploitation des spectres reste plus délicate. Il est alors nécessaire d'étudier la répartition d'énergie sur ces spectres, et d'en déduire les fréquences de coupure. On peut exploiter dans ce cas la représentation des spectres dite « à la Roddier », consistant à tracer νDSP , en fonction de $\log(\nu)$.

En conclusion de ce chapitre, nous avons présenté les outils et méthodes utilisés au cours de cette thèse pour étudier et modéliser les performances d'une OA. En particulier, nous ferons souvent référence à ces outils dans la partie II dédiée à l'étude et à l'optimisation du banc ODISSEE. Nous avons également mis en évidence les limitations de ces méthodes, et la nécessité de les recaler dans le cas particulier d'ODISSEE. Ce sera l'objet du chapitre 7.

Cette première partie a permis d'introduire le cadre et le contexte de ce mémoire. Les mécanismes de la turbulence atmosphérique ainsi que son impact sur la propagation d'une onde lumineuse ont été décrits. Nous avons également présenté le principe et le fonctionnement d'une optique adaptative. De ses principales limitations nous avons pu décrire les problématiques de recherche pour les instruments de prochaine génération. Il s'agit notamment d'augmenter la couverture du ciel de ces systèmes, en proposant de nouveaux concepts et composants. Dans ce cadre, et doter des outils d'étude présentés dans cette partie, nous allons maintenant présenter notre travail autour du banc d'OA ODISSEE.

Deuxième partie

ODISSEE

Chapitre 4

Fournir un accès au ciel pour le développement des futures optiques adaptatives

Sommaire

4.1 Motivations	96
4.2 Historique des études à l'ONERA	97
4.3 Implantation du banc ODISSEE à l'Observatoire de la Côte d'Azur . . .	99

Pour introduire le banc ODISSEE au lecteur, nous proposons ici une remise en contexte de son intégration à l'Observatoire de la Côte d'Azur. Premièrement, au travers des thématiques de recherche en instrumentation qui ont motivé l'intégration du banc en tant que plateforme de test. Deuxièmement, nous nous intéresserons à la manière dont ces motivations s'inscrivent dans les études menées à l'ONERA ces dernières années, et dans quelle mesure elles présentent une progression pour chaque thématique de recherche associée. Nous en viendrons enfin à l'intégration du banc, et au cadre de la présente thèse, au travers d'une description des différentes campagnes suivies.

4.1 Motivations

Les Optiques Adaptatives (OA) bénéficient à un nombre croissant d'expériences au sol. En astronomie, elles assistent tous types d'instruments, de l'imageur plan focal, au spectrographe en passant par le coronographe ou le polarimètre. La majorité des grands observatoires en sont équipés, à l'instar des télescopes de la classe des 8 mètres et plus. On peut citer le système d'optique adaptative Extrême SPHERE-SAXO [Fusco *et al.*, 2006b, Beuzit *et al.*, 2008] installé très récemment au VLT, son ancêtre NAOS/CONICA [Rousset *et al.*, 2003], et de manière non exhaustive : le système grand champ GeMS sur Gemini Sud [Rigaut *et al.*, 2012], le système FLAO à pyramide sur le LBT [Esposito *et al.*, 2012], ou encore le système d'OA à analyseur à courbure du télescope Subaru [Takami *et al.*, 2006]. Pour augmenter la couverture du ciel en OA, les instruments de prochaine génération devront bénéficier d'analyseurs de front d'onde dédiés à la mesure des bas ordres de la turbulence sur des étoiles guides naturelles faibles, et compléter ainsi la mesure venant d'étoiles artificielles créées à l'aide de LASER. La mise en service du futur E-ELT et de ses systèmes d'OA de première lumière à l'horizon 2024 exige ainsi que de nouveaux concepts d'analyseur, de détecteur ou encore de lois de commande soient menés du papier jusqu'au composant opérationnel sur le ciel. La mise en œuvre de la caméra visible-proche infrarouge RAPID en OA s'inscrit pleinement dans cette démarche. Nous y reviendrons plus tard dans la partie III.

De nombreux autres domaines tirent parti de l'OA. Si on se limite à l'instrumentation dédiée à l'observation du ciel, on peut premièrement citer l'exemple de la surveillance de l'espace proche. Ce domaine comprend l'observation des débris spatiaux, tant naturels qu'artificiels [Kucharski *et al.*, 2014] [Laas-Bourez *et al.*, 2012], mais aussi des satellites. Dans un second temps on peut citer le domaine émergent des télécommunications en espace libre dans le cadre de liens optiques entre station sol et satellite [Vedrenne *et al.*, 2014].

Le test de nouveaux composants, en astronomie de prime abord, nécessite une plateforme d'optique adaptative ouverte et modulable, avec un accès garanti au ciel. Les domaines liés à la surveillance de l'espace ont quant à eux besoin d'expériences de démonstration de principe ou de développements avant la conception de stations dédiées et opérationnelles.

L'occasion de répondre à ce besoin multi-applications s'est présentée grâce à la DGA, demandeuse d'une démonstration ciel de l'apport de l'OA pour l'imagerie de satellites en orbite basse. L'ONERA a ainsi installé le banc d'OA ODISSEE - pour Observation, Déconvolution et Imagerie depuis le Sol de Satellites et de l'Espace - à l'observatoire de la côte d'Azur sur le site du plateau de Calern.

4.2 Historique des études à l'ONERA

Nous proposons ici une remise en contexte des études ONERA et besoins liés au banc ODISSEE.

La problématique de l'imagerie de satellite assistée par optique adaptative s'inscrit dans la continuité des études réalisées à l'ONERA depuis les années 1990, avec pour point de départ le projet de station opérationnelle SOLSTICE¹ (télescope et instrumentation). Cette étude spécifiait les besoins en imagerie et en poursuite pour observer les satellites en orbite basse. Par la suite, le projet - avorté faute de financement - de station sol TIGRE (également une étude interne) devait fournir une plateforme opérationnelle pour poursuivre les développements et la mise au point des techniques d'imagerie à haute résolution. Un peu plus tard, le projet fut remis en selle au travers de la conception du Banc d'Optique Adaptative (BOA). Néanmoins, faute de télescope suffisamment véloce pour poursuivre les satellites à cette époque, le banc fut placé au foyer du télescope de 1,52m de l'Observatoire de Haute Provence (OHP) en 1996-1997, pour une démonstration de performances sur étoile jusqu'en 1999. Ce n'est donc qu'en 2010 que le projet de station sol d'observation de satellite refit surface en partenariat avec l'OCA, en tirant profit de la nouvelle motorisation de son télescope de 1,5m MéO², apte à poursuivre un satellite jusqu'à une vitesse de 5°/s.

Dans la continuité de ces études, l'objectif de la mise en place d'ODISSEE est maintenant de faire la démonstration ciel de l'apport de l'OA pour l'observation des satellites en orbite basse, d'appliquer et de continuer à développer les techniques d'imagerie associées, et de fournir à la DGA une première station sol opérationnelle.

En ce qui concerne les autres champs d'applicabilité de l'OA pour l'observation de l'espace, le banc ODISSEE est une plateforme de test et de démonstration accessible. Il constitue donc un accès au ciel privilégié pour la recherche en instrumentation, et par la même une continuité (voir une évolution) du banc BOA. Ce dernier, rapatrié à l'ONERA après l'OHP est maintenant une plateforme de test laboratoire pour des concepts et composants novateurs. Par exemple il permet la démonstration expérimentale en laboratoire de la compensation des aberrations non communes (NCPA) par diversité de phase [Sauvage *et al.*, 2007], et parallèlement, la mise en œuvre de la commande LQG, et de son application à la compensation de vibrations [Petit *et al.*, 2008]. On note également les travaux menés en analyse de front d'onde pour la validation de concepts d'analyseur comme le Shack-Hartmann filtré, LIFT [Plantet *et al.*, 2013], ou encore de techniques coronographiques avancées [Paul *et al.*, 2013].

Il apparait maintenant comme un vrai avantage de pouvoir disposer d'un tel banc à demeure sur un télescope, avec donc un accès permanent au ciel, pour tester *in situ* dans des conditions opérationnelles de nouveaux concepts ou composants. Les travaux menés pendant ma thèse sur le détecteur bas-flux visible-proche-infrarouge RAPID ont ce même besoin. La mise en œuvre de ce concept novateur de caméra pour l'analyse de front d'onde dans les OA de prochaines générations requiert en effet une étape de validation intermédiaire sur le ciel. Elle a pour but d'apporter des éléments de réponse aux diverses problématiques sous-jacentes : pilotage d'un

1. Étude interne

2. Anciennement Laser Lune

système imageur assisté par OA sur des domaines spectraux très étendus (chromaticité de l'analyse de front d'onde, formation d'images polychromatiques), contraintes opérationnelles liées aux aspects cryogéniques d'un analyseur proche-IR, impact des caractéristiques physiques (cosmétique) de ce nouveau type de détecteur sur la mesure, et stratégie de compensation.

Nous allons pouvoir maintenant décrire le déroulement de l'implantation du banc ODISSEE ainsi que les missions réalisées. Il s'agit par là d'introduire le travail réalisé sur le banc dans le cadre de ma thèse.

4.3 Implantation du banc ODISSEE à l'Observatoire de la Côte d'Azur

Dans un cadre contractuel à très court terme, une première version du banc ODISSEE fut intégrée au foyer coudé de MéO en Juillet 2012. L'objectif était de démontrer sur ciel l'intérêt de l'OA pour l'imagerie de satellite en orbite basse. Cette version était basée sur l'adaptation simple de BOA pour le télescope, ainsi que sur les composants disponibles. Elle a également été le support d'une deuxième campagne en Octobre 2012. Fort de son succès, une version définitive du banc a été installée à l'OCA en Juin 2013, avec ses éléments propres et une implantation optimisée pour permettre une plus grande modularité et ainsi faciliter l'intégration de composants supplémentaires. Dans ce sens, le banc n'est aujourd'hui plus uniquement dédié à l'imagerie de satellite, mais s'ouvre majoritairement aux autres thématiques liées à l'observation du ciel : dans le domaine des télécommunications avec l'étude de l'apport de l'OA pour coupler le signal issu d'un satellite dans une fibre optique, et en astronomie avec notamment l'analyse bas flux proche-IR facilitée par une nouvelle génération de détecteurs à matrice de photodiode à avalanche.

Mes travaux de thèse concernent cette dernière thématique pour l'astronomie, avec la préparation de la mise en œuvre en OA de la caméra RAPID. Parallèlement, mes travaux ont pour but de fournir le moyen adapté à cette validation ciel, au travers de l'étalonnage et de l'optimisation du banc ODISSEE. L'objectif est alors d'en faire une plateforme de test instrumental parfaitement calibrée et opérationnelle : il s'agit premièrement de maîtriser le budget d'erreur de l'OA, afin de débiaiser les études menées sur de nouveaux composants. Ensuite, les performances doivent être suffisamment comprises pour rendre possible l'optimisation du banc suivant les besoins et les champs d'applications souhaités.

Ma thèse a débuté après l'intégration de BOA modifié et la première campagne d'acquisition en Juillet 2012, et j'ai pris part aux missions sur le banc d'Octobre 2012 à Mars 2015. Ces missions ont duré entre une et deux semaines suivant les besoins et les conditions météorologiques. Les premières campagnes menées sur le banc BOA ont permis quelques améliorations du dimensionnement initial, tant du point de vue de l'opto-mécanique, que de l'ergonomie. Après l'intégration de la version finale d'ODISSEE, des tests de caractérisation et de validation de l'optique adaptative ont été menés, ainsi que des études sur la formation d'images polychromatiques en régime de correction partielle. Les différentes missions sont décrites brièvement dans les paragraphes suivants. Il s'agit de présenter leurs objectifs, les principaux résultats obtenus, la démarche suivie, et par la même les sources de ma thèse.

Juillet 2012 : Démonstration ciel de l'apport de l'OA pour l'imagerie de satellite en orbite basse. Cette première mission a permis l'intégration du banc BOA modifié au foyer coudé du télescope MéO, et de réaliser les premières poursuites de satellites. Les images acquises ont fait l'objet de post-traitements par déconvolution myope³ [Mugnier *et al.*, 2001]. Cette mission a également eu un apport sur les aspects pointage et poursuite de satellites, sur la compréhension des données de trajectographie (TLE) et de l'impact de leur obsolescence sur la possibilité de

3. Ne pouvant avoir à la fois d'image du satellite et une PSF synchronisée, le noyau de déconvolution est estimé à partir des mesures de phase résiduelle ASO

suivre les satellites.

Octobre 2012 : Seconde mission pour l'imagerie de satellite avec le banc BOA. Le but était de collecter plus de données satellitaires afin de démontrer l'apport de l'OA pour l'observation de l'espace. Certains éléments du banc ont été caractérisés plus finement à cette occasion, comme la caméra d'imagerie.

Juin 2013 : Intégration opto-mécanique du banc ODISSEE dans sa version définitive (cf. figure 4.1). Les composants définitifs de la voie commune ont été intégrés, permettant de rapatrier le banc BOA à l'ONERA. Cette campagne a permis le positionnement des éléments du banc d'un point de vue mécanique, puis un premier alignement optique ne prenant pas en compte les conjugaisons fines entre les éléments actifs du banc, ni l'optimisation des boucles de contrôle. Certains défauts de fabrication optique ont alors pu être identifiés, les optiques concernées rapatriées et ré-usinées.

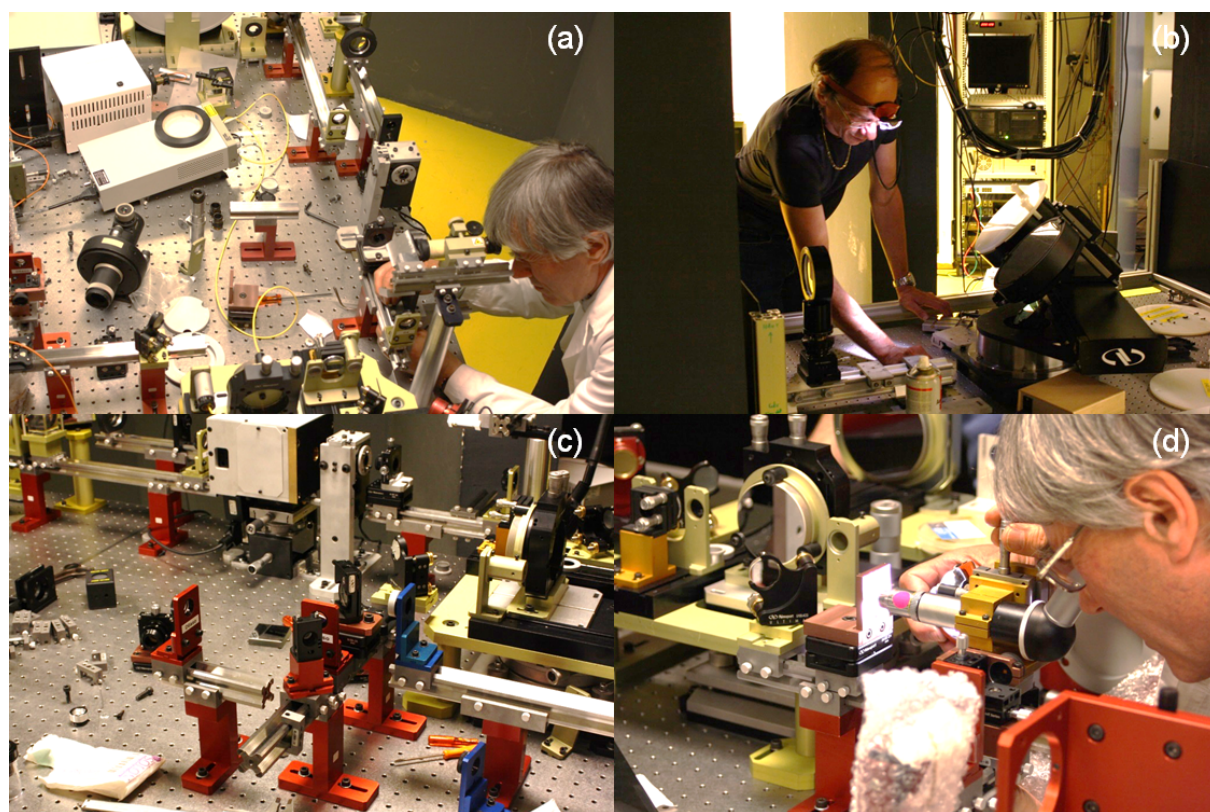


FIGURE 4.1 – Campagne d'intégration du banc ODISSEE de Juin 2013. (a) Positionnement de la matérialisation physique de la pupille d'entrée. (b) Positionnement de la lentille **D2** dans le train coudé du télescope. (c) Alignement de la voie d'analyse (montures rouges). (d) Positionnement du module de référence par visée microscopique.

Juillet 2013 : Mission d'observation de satellite avec la version définitive d'ODISSEE.

En parallèle des poursuites de satellite, un certain nombre d'acquisitions sur étoiles ont été réalisées. D'une part, pour permettre de compléter les données nécessaires à la déconvolution,

elles ont permis d'autre part d'étudier les performances ciel du banc dans des conditions de turbulence plus favorables, et de dresser un budget d'erreur de l'optique adaptative. Il a permis entre autre d'identifier l'impact des vibrations sur les performances. Malgré cela les performances en imagerie ne sont alors pas totalement comprises. Il existe en effet des écarts entre les performances attendues si on se réfère aux mesures de l'analyseur, et la qualité d'image obtenue en terme de rapport de Strehl et de résolution (cf. figure 4.2). Des données sur étoile de jours ont également été acquises pour l'étude d'un lien optique en espace libre entre station sol et satellite [Vedrenne *et al.*, 2014], mais ne font pas l'objet de ce manuscrit.

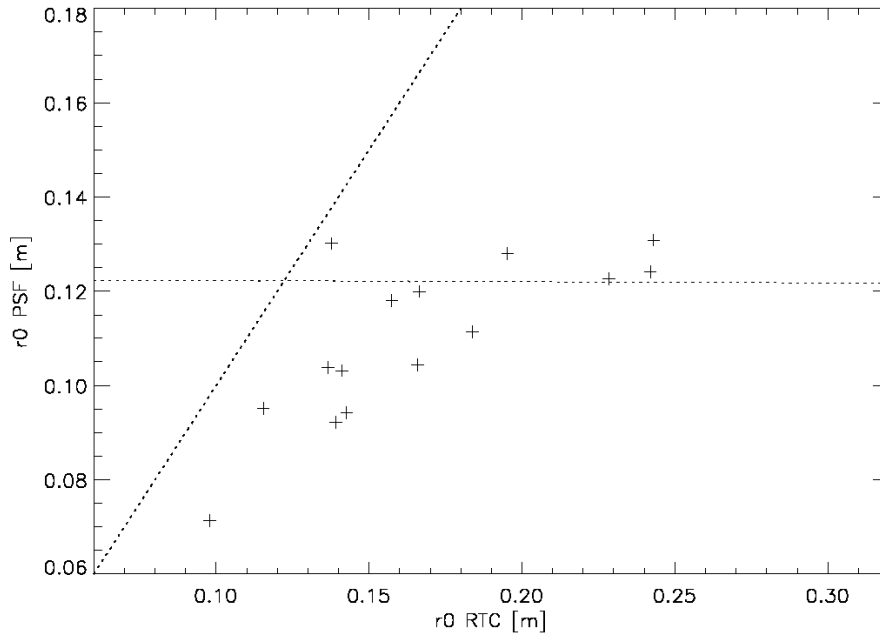


FIGURE 4.2 – Pré-dépouillement des données de la campagne de Juillet 2013 : comparaison du r_0 estimé à partir des mesures de l'analyseur de surface d'onde, et de celui estimé sur la largeur à mi-hauteur des images obtenues en boucle ouverte sur la caméra scientifique. On a représenté par une droite sur le graphe le cas idéal où largeur à mi-hauteur mesurée et seeing estimé coïncident parfaitement. La droite horizontale figure la saturation en termes de résolution d'image effectivement observée, dans les conditions de turbulence les plus favorables. De tels effets peuvent être rencontrés dans le cas d'une échelle externe très petite comme cela est explicité dans [Chesnokov et Skipetrov, 1997].

Avril 2014 : Campagne dédiée à la caractérisation et à l'optimisation du banc ODISSEE.

Le réglage fin du banc, ainsi que la calibration et l'optimisation des paramètres de la boucle d'optique adaptative, permettent d'obtenir une performance interne optimale. Les performances de la boucle d'OA sont ensuite validées en interne dans des conditions de perturbations nominales à l'aide d'un simulateur de turbulence (cf. photographie d'illustration 4.3). Des données sont également acquises sur le ciel pour permettre de dresser un budget d'erreur de l'OA. Pour expliquer les performances du banc du point de vue de l'imagerie le calcul d'un rapport de Strehl polychromatique est envisagé. Il nécessite un bilan photométrique fin de la voie d'imagerie. Ce dernier est réalisé à l'aide des gabarits de transmission des différentes optiques (anti-reflet, lame

dichroïque etc...), et recalé par les mesures de transmission du banc à une longueur d'onde. Ce bilan n'est pas concluant pour expliquer les performances en lumière blanche, et donc en bande large sur étoile.

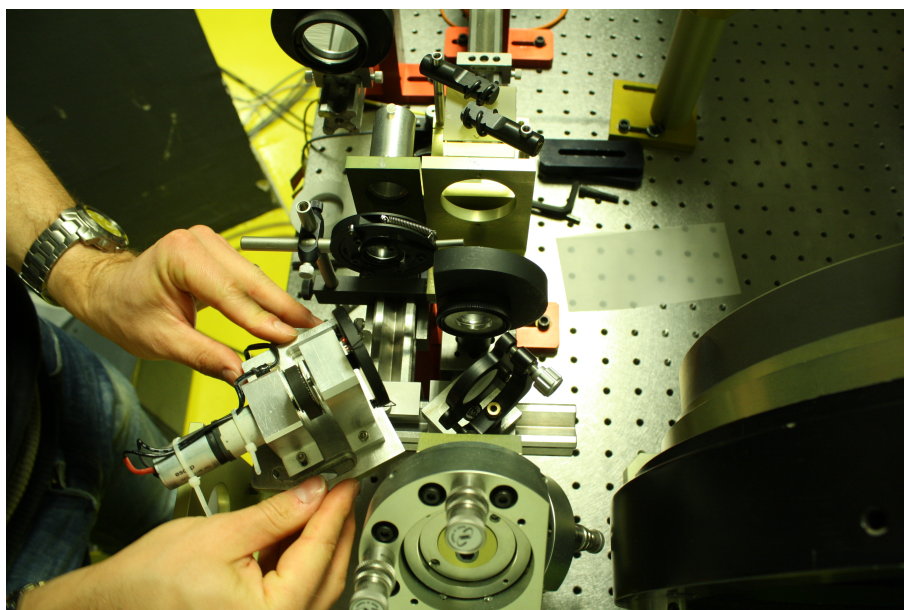


FIGURE 4.3 – Photographie de l'intégration du module générateur de turbulence en entrée du banc ODISSEE pendant la campagne de caractérisation d'Avril 2014. L'écran de phase en réflexion assemblé à un moteur de rotation est en train d'être manipulé.

Mars 2015 : Mission d'étude de couplage assisté par OA du signal issu d'un satellite dans une fibre monomode, pour l'établissement d'un lien optique (non présentée dans ce manuscrit). En parallèle, dernières acquisitions pour la caractérisation du banc ODISSEE. Cette campagne a permis dans un premier temps l'étude de l'évolution des réglages par rapport à la campagne précédente. Dans un second temps, une caractérisation fine de la photométrie du banc a été réalisée, à l'aide d'un spectromètre fibré. Ces mesures ont permis de comprendre les performances en imagerie de la voie scientifique en terme de rapport de Strehl.

Les résultats de ces différentes campagnes sont présentés dans la suite de ce manuscrit. Nous ne les présentons cependant pas dans l'ordre chronologique du fait du cadre parfois contraignant des missions, mais de manière réorganisée. Ainsi, les résultats de caractérisation des composants du banc et les tests menés en interne sur le système au cours de toutes les missions sont présentés au chapitre 6. Ces caractérisations nous permettent au chapitre 7 de calibrer nos modèles et simulations d'OA, nécessaire à la compréhension des performances du banc, et à l'identification le cas échéant de termes d'erreur non pris en compte initialement. L'étude des performances expérimentales du banc en OA se déroule ensuite en deux étapes, premièrement dans des conditions maîtrisées avec un générateur de turbulence interne au chapitre 8, puis sur étoile au chapitre 9. Nous y abordons également les performances en imagerie dans le cas monochromatique simple. Nous étudierons enfin, une fois que l'optique adaptative est maîtrisée,

la calibration de la voie scientifique en lumière polychromatique au chapitre [10](#).

En conclusion de ce premier chapitre sur ODISSEE, nous avons vu les besoins multi-domaines qui ont motivé la mise en place du banc, tant en surveillance de l'espace, qu'en télécommunications ou encore en astronomie, qui fut le domaine préférentiellement abordé pendant ma thèse autour des travaux sur la caméra RAPID. Dans la suite de cette partie, nous nous concentrons sur les travaux réalisés sur le banc, dans le but d'en faire la plateforme de test multi-applications souhaitée. Nous allons dans le chapitre suivant introduire les problématiques spécifiques à son étalonnage.

Chapitre 5

Du dimensionnement aux limitations

Sommaire

5.1	Imagerie des satellites	107
5.2	Télescope MéO	109
5.3	Etude de la turbulence sur le site de Calern	112
5.3.1	Étude des propriétés spatiales de la turbulence au foyer coudé de MéO	113
5.3.2	Propriétés temporelles de la turbulence	118
5.4	Dimensionnement du banc et choix effectifs des composants	122
5.4.1	Correction des basculements en plan pupille	122
5.4.2	Correction des perturbations de hauts-ordres	123
5.4.3	Analyseur de surface d'onde	124
5.4.4	Bande passante de correction et asservissement	125
5.4.5	Stabilisation de la pupille	125
5.4.6	Imagerie scientifique	126
5.4.7	Compensation de la dispersion atmosphérique	126
5.5	Structure effective du banc	128
5.5.1	Module d'adaptation :	130
5.5.2	Module de stabilisation de la pupille télescope	131
5.5.3	Module d'optique adaptative	131
5.5.4	Voie d'analyse	133
5.5.5	Voie scientifique	133
5.5.6	Module de référence	135
5.5.7	Implantation RTC	136

Historiquement, le besoin principal ayant motivé l'intégration d'ODISSEE à l'OCA est l'imagerie de satellite en orbite basse assistée par optique adaptative. Les caractéristiques de ces objets, telles que leur vitesse et taille apparente, ou leur luminosité, déterminent un premier jeu de contraintes pour la spécification du banc. Les conditions environnementales en déterminent un second : elles incluent les caractéristiques du télescope MéO, dimensionnantes pour l'opto-mécanique et les contraintes liées à l'intégration par exemple. Les conditions environnementales regroupent également la turbulence du site de Calern, qui aura un impact direct sur la qualité d'image obtenue.

Nous décrirons dans un premier temps les satellites en orbite basse, le télescope MéO, et étudierons la turbulence du site de Calern. Nous confronterons ensuite à ces contraintes la structure effective d'ODISSEE. Nous verrons alors que loin d'un dimensionnement idéal, le banc a été réalisé avec les composants disponibles, et des compromis entre des besoins parfois contradictoires entre l'imagerie de satellite et l'intégration de nouveaux concepts pour les thématiques de recherche attachées à ODISSEE. Il en résulte un dimensionnement sous-optimal, qui rend la compréhension de ses performances difficile. L'objectif de ce chapitre est d'introduire cette problématique, et d'identifier la démarche suivie au cours de cette thèse afin d'y répondre.

5.1 Caractéristiques des satellites en orbite basse et spécifications pour l'imagerie

Première motivation de l'intégration d'ODISSEE à l'OCA, l'imagerie de satellite en orbite basse requiert un premier jeu de spécifications pour le banc. Nous donnons ainsi dans cette section les caractéristiques de ces objets, dans le but de dégager les besoins techniques requis pour leur observation depuis le sol. Les points suivants sont le résultat des études effectuées à l'ONERA ces vingt dernières années, formalisées dans les études SOLSTICE, TIGRE et BOA [Onera-DOTA/HRA, 1999a] [Onera-DOTA/HRA, 1999b] [Onera-DOTA/HRA, 1998]. On s'y réfèrera pour plus de détails.

a) Les orbites dites basses sont situées entre 400 et 1000km d'altitude. Les satellites placés sur ces orbites sont de ce fait **des objets rapides**, traversant le ciel en quelques minutes. Pour illustrer cela, on peut utiliser la deuxième lois de Kepler en supposant une orbite circulaire pour calculer la vitesse angulaire θ d'un satellite, dans le cas où celui-ci passe au zénith du lieu d'observation. La vitesse angulaire à la culmination sera donnée par :

$$\theta = \sqrt{\frac{GM_T}{r}} \frac{1}{h}, \quad (5.1)$$

où G_T est la constante de gravitation, M la masse de la Terre, et r le rayon de l'orbite du satellite depuis le centre de la Terre. Pour un satellite d'altitude $h = 600km$, on a $\theta = 0,2^\circ/s$. La durée de la traversée dépend également de l'élévation du satellite à sa culmination pour le site de l'observateur.

b) **La luminosité apparente au sol** est en premier lieu fonction de l'angle de phase formé par le système Soleil-satellite-observateur. Elle dépend plus finement de la géométrie du satellite et de la répartition de ses surfaces réfléchissantes (panneaux solaires) et de leur angle de phase. La lumière réfléchiée par le satellite vers l'observateur est ainsi amenée à évoluer au cours de sa traversée du ciel suivant son élévation et son orientation, qui peut évoluer si le satellite tourne sur lui-même et n'est pas un objet lambertien : pour les plus brillants, la magnitude apparente en bande V peut évoluer de 7 ou plus quand ils commencent à réfléchir la lumière du soleil vers l'observateur, à 1 à leur culmination.

c) Cette magnitude est en général donnée pour un objet ponctuel équivalent. Dans la pratique, **ce sont des objets assez grands** qui peuvent atteindre une taille de l'ordre de la dizaine de mètres, ce qui en fait des objets potentiellement résolus par les instruments au sol. Par exemple un satellite de 10m de long à 400km d'altitude aura une taille apparente sur le ciel de 5". La station spatiale internationale ISS est le cas le plus extrême de ces objets avec des dimensions typiques de 110x74x30m pour 350-400km d'altitude, et une luminosité parfois supérieure à celle de Vénus.

d) Notons enfin que les satellites en orbite basse peuvent souvent manœuvrer et **change régulièrement d'orbite**. De plus, les hautes couches de l'atmosphère induisent un freinage sur les satellites, responsable de changements progressifs d'orbite. En conséquence, leurs données de

trajectographie, définis par les « *Two Lines Elements*¹ » (TLE) peuvent vite devenir obsolètes sur des échelles de temps de 24-48h.

En conséquence : L'imagerie de satellite en orbite basse requiert une monture véloce, capable de les suivre. Cette monture doit également être en mesure de rattraper les erreurs de prédiction de trajectoires liées aux dérives et changement d'orbite des satellites (parfois jusqu'à plusieurs minutes d'arc pour les trajectoires « rattrapables »).

Ensuite, les mouvements propres du satellite peuvent générer une dégradation de l'image si l'exposition est trop longue. Il est nécessaire de réaliser des courtes poses donc, de l'ordre de la centaine de millisecondes au maximum, pour autoriser un recalage ultérieur sans perte d'information. Il faut alors veiller à ce que le flux par exposition sur les détecteurs reste acceptable vis-à-vis des niveaux de bruit. Pour anticiper les fortes variations de luminosité lors de la poursuite, un détecteur faible bruit et grande dynamique serait idéal.

Une optique adaptative est nécessaire pour détailler un satellite de dimension apparente typique de $5 \times 5''$ d'arc sur le ciel, puisqu'elle permet de passer d'une image limitée en résolution par le seeing ($\sim 1''$ d'arc), à une image potentiellement limitée par la diffraction ($0,09''$ d'arc pour un télescope de $1,5m$, à $\lambda = 635nm$). Une partie de l'information est alors sauvegardée jusqu'à la fréquence de coupure théorique de l'optique du télescope ($\lambda/2D$), et il est possible d'appliquer en aval des post-traitements pour l'exploiter au mieux (déconvolution, ...).

Cette optique adaptative doit être dimensionnée par rapport aux conditions de turbulence rencontrées, ainsi que vis-à-vis des caractéristiques photométriques énoncées ci-avant. En l'absence de limitations liées au flux, la dynamique spatiale - nombre de moteurs sur le miroir déformable - dépend uniquement de la turbulence atmosphérique du site. L'étude de ses conditions environnementales font l'objet de la section 5.3.

La dynamique temporelle requise - bande passante de l'OA - est, elle, dépendante des caractéristiques du satellite observé si l'on suppose des conditions de fort flux. En effet, la vitesse de défilement de la phase projetée dans la pupille n'est alors plus dominée en première approximation par la vitesse du vent dans la couche dominante au sol, mais par la vitesse apparente du satellite au niveau de la couche dominante en altitude (cf. schéma de la figure 5.1), où la vitesse de défilement de la phase peut atteindre 30 à 100m/s suivant le profil de turbulence², et la vitesse apparente du satellite pour l'observateur au sol.

Nous avons donc ici un premier jeu de spécifications pour l'imagerie de satellite en orbite basse. Les dimensionnements résultants pour le banc ODISSEE seront explicités dans la section 5.4, mais il nous faut déjà parler des autres jeux de spécifications, liés à l'environnement expérimental du banc.

1. Format de données permettant de décrire entièrement l'orbite d'un satellite
 2. D'après une étude interne

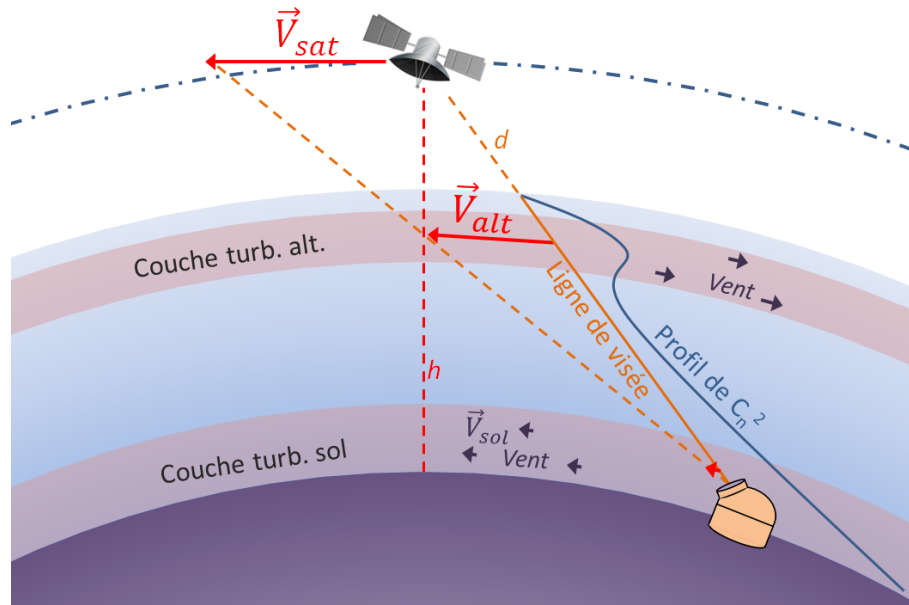


FIGURE 5.1 – Schéma de l’observation d’un satellite depuis le sol. La dynamique temporelle de la turbulence n’est plus dominée par la vitesse du vent dans la couche dominante au sol $\vec{V}_{sol}$ comme dans la plupart des cas d’observation astronomique, mais par la vitesse de défilement du satellite au niveau de la couche dominante en altitude $\vec{V}_{alt}$.

5.2 Télescope MéO

Le télescope MéO constitue l’environnement direct du banc ODISSEE, et introduit un autre jeu de contraintes pour son dimensionnement. Il est donc important de préciser ici les caractéristiques du télescope, ainsi que les spécifications qui en découlent dans le cadre de l’imagerie de satellite assistée par OA.

MéO pour Métrologie Optique³ est un télescope de 1,5m de l’Observatoire de la Côte d’Azur sur le site du plateau de Calern. Installé dans les années 1970 dans le cadre de l’expérience à l’échelle mondiale de télémétrie Terre-Lune Lunar Laser Ranging (LLR) [Shelus, 2001], sa mission fut ensuite étendue aux satellites géodésiques par l’amélioration de sa motorisation. Il participe ainsi aujourd’hui à la continuité du réseau LLR : SLLR pour Satellite Lunar Laser Ranging. Plusieurs photographies du site et du télescope sont présentées sur la figure 5.2.

Sa combinaison optique de type Ritchey-Chrétien, ouverte à $f/20,95$, est composée d’un miroir primaire **M1** quasi parabolique ouvert à $f/3$, et d’un miroir secondaire hyperbolique **M2**, tous les deux logés dans un tube en acier. Le **M2** est maintenu par une araignée composée de trois branches à 120° . Il induit une obturation centrale de 30%. Avec cette formule, **le champ de pleine lumière est évalué à 2’ d’arc, ce qui représente un avantage pour le rattrapage d’erreur de pointage.** Les variations thermiques de l’air ambiant induisent des variations assez importantes de la distance focale du télescope évaluées à $1,5\mu\text{m}$ Pic-Vallée (PV) en écart aberrant de défocalisation. La qualité optique de l’ensemble est évaluée quant à elle à une résolution

3. Anciennement Laser Lune

mieux que la seconde d'arc. Cette borne supérieure est relativement importante. **Ainsi, l'obtention d'images limitées par la diffraction nécessite une correction des aberrations du télescope et des défauts de focalisation par le miroir déformable de l'OA.** Cette opération requiert une partie de la dynamique spatiale du MD, qui ne sera plus disponible pour corriger la turbulence.

La monture alt-azimutale du télescope, placée sur des paliers hydrauliques, permet de déplacer ses quelques 20 tonnes à la vitesse de poursuite impressionnante de $5^\circ/s$. **Cela le rend apte à poursuivre des satellites en orbite basse.**

Le télescope possède un foyer Nasmyth où est actuellement positionnée une caméra EMCCD, permettant depuis début 2015 d'asservir en position le télescope lors d'une poursuite satellite, ce qui est un avantage certain pour rattraper les erreurs de pointage. Il est possible de commuter par l'intermédiaire d'un miroir mobile **M4** vers le foyer coudé du télescope composé de cinq miroirs plans. Le dernier de ces miroirs, (**M7**) également mobile, permet de distribuer le faisceau vers les différents instruments placés au foyer coudé. La figure 5.3 montre différentes vues de la salle du foyer coudé de MéO. Le foyer Nasmyth possède une place limitée pour l'intégration d'un instrument, à l'opposé de la salle du foyer coudé. Néanmoins, la présence de désalignements entre axes mécaniques du train coudé et axe optique du télescope est avérée : ils sont responsables d'erreurs de pointage sur le ciel allant jusqu'à plusieurs dizaines de secondes d'arc. **Il est donc nécessaire de pouvoir évaluer ces erreurs lors d'une poursuite, afin de les corriger. Une campagne menée avant cette thèse en 2010 a permis également de caractériser la présence de vibrations entre 50 et 60Hz.** On notera enfin que les bains d'huile sous pression qui alimentent les paliers de la monture dégagent de la chaleur sur le trajet du train coudé, et introduisent ainsi de la turbulence parasite. On étudiera un peu plus ces considérations dans la section suivante.

En conclusion, le télescope MéO répond au besoin en terme de vitesse de poursuite pour l'imagerie de satellite. Cependant, il introduit également, à l'instar de son train coudé, un certain nombre de contraintes au fonctionnement du système d'OA et à la qualité d'image. Nous allons maintenant étudier plus en détail la turbulence du site de Calern, qui donne le dernier jeu de spécifications et de contraintes pour le banc ODISSEE.

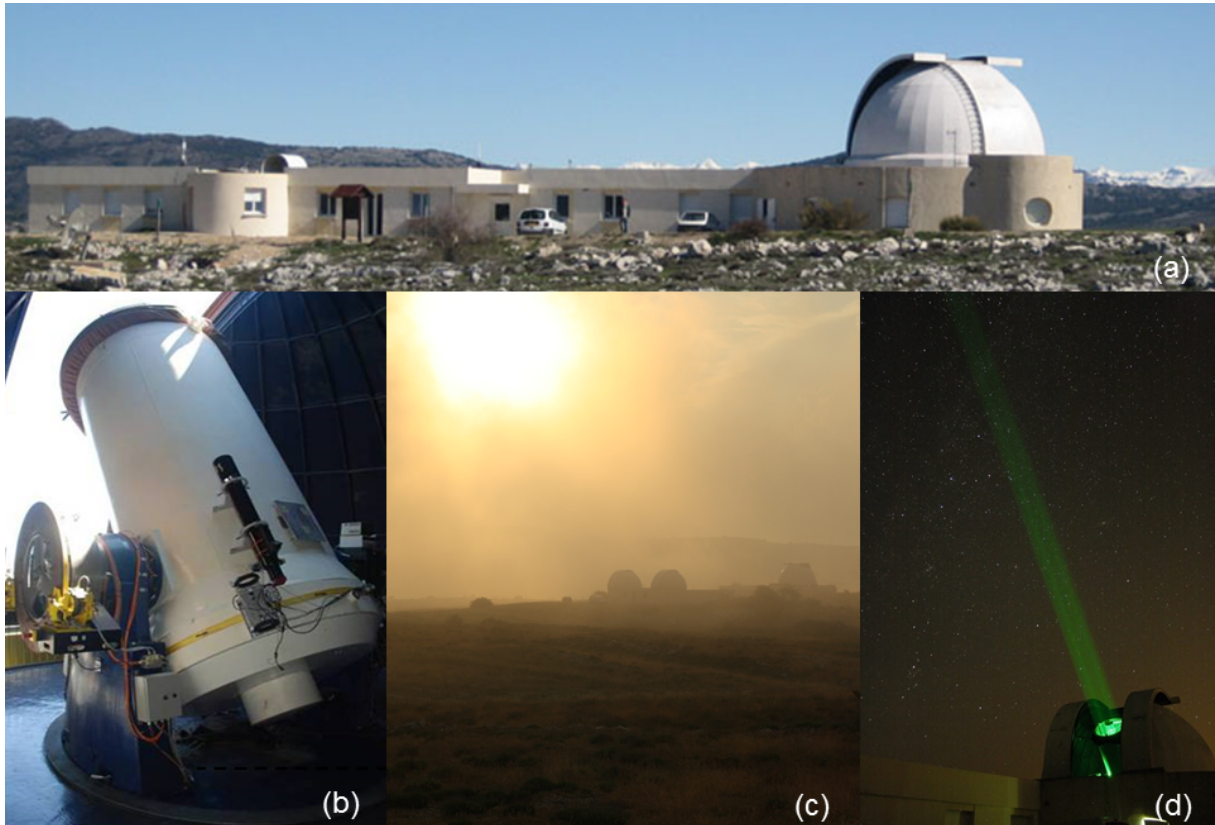


FIGURE 5.2 – Photographies du télescope MéO et du site de Calern. (a) Coupole et locaux du télescope MéO. (b) Intérieur de la coupole, monture et tube du télescope. (c) Vue du plateau de Calern, à droite est visible la coupole de Méo. Au centre les deux coupoles appartiennent à l'instrument étudiant C2PU, où va également être installé un système d'optique adaptative. (d) Tir laser depuis MéO vers un satellite, ici pour le positionner précisément après mise en orbite.

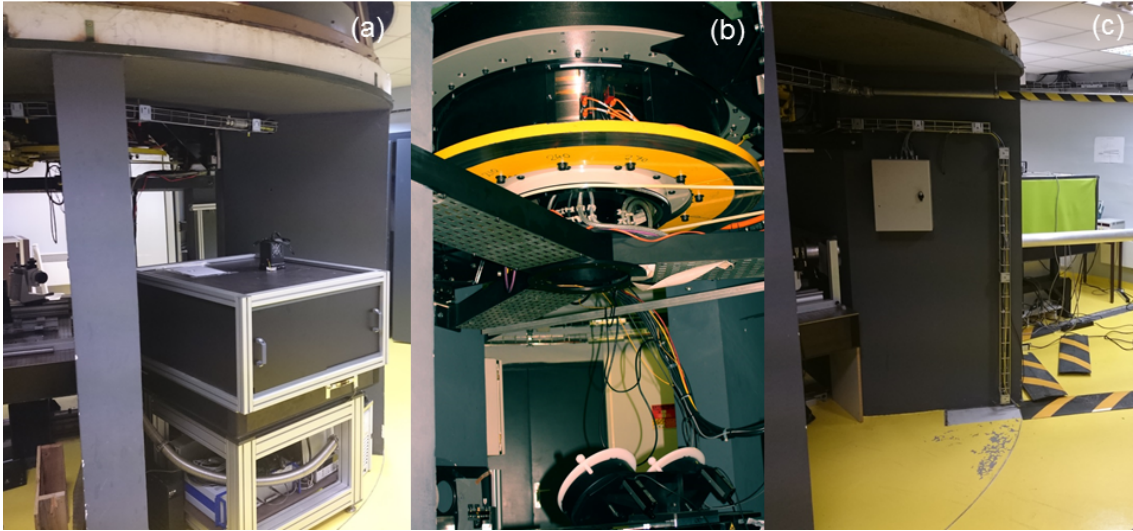


FIGURE 5.3 – (a) Photographie de la salle du coude de MéO. (b) Vue du train coude. Le miroir en bas de l’image est le miroir **M7**, qui distribue le faisceau vers les instruments. (c) Le banc ODISSEE est visible sur la droite de l’image, avec le bafflage vert.

5.3 Etude de la turbulence sur le site de Calern

Nous allons dans cette section décrire les conditions environnementales liées à la turbulence atmosphérique du site d’implantation retenu pour le banc ODISSEE. Ces conditions détermineront un troisième jeu de spécifications pour le système d’optique adaptative. On cherchera ainsi à étudier les caractéristiques spatiales et temporelles de la turbulence du site, par la détermination de D/r_0 ainsi que de vitesses de vent typiques. Nous synthétisons ici les mesures de turbulence réalisées pendant la thèse aux cours des diverses missions sur le banc.

Le site de Calern est situé sur un plateau calcaire des Alpes Maritimes, à une altitude de 1270m. Son climat semi-désertique bénéficie en outre de la proximité de la mer Méditerranée et de vents marins favorables. Plusieurs campagnes de caractérisation de la turbulence ont été menées dans le passé sur le site. On peut citer par exemple des mesures du profil de C_n^2 et de l’échelle externe dans l’atmosphère libre par ballon sonde [Abahamid *et al.*, 2004]. Le site est également un lieux privilégié pour l’Observatoire de la Cote d’Azur, qui y implante et développe de nouvelles techniques de mesure de la turbulence. On notera parmi les études les plus récentes le test sur ciel du profilomètre de C_n^2 CO-SLIDAR par l’ONERA [Voyez *et al.*, 2014]. Ce n’est que très récemment que le site a été pourvu de moyens à demeure pour la mesure systématique et automatique des conditions atmosphériques, motivés notamment par l’implantation d’ODISSEE et d’une autre plateforme d’OA⁴. La station CATS, pour Calern Atmospheric Turbulence Station, est ainsi équipée depuis fin 2014 d’un G-DIMM [Aristidi *et al.*, 2014] pour la caractérisation du seeing, de l’échelle externe, de la scintillation et du temps de cohérence de la turbulence. Un profilomètre de C_n^2 sur limbe lunaire [Maire *et al.*, 2007] viendra dans un futur proche compléter la station.

4. Plateforme étudiante C2PU

De part l'installation tardive de la station CATS sur le site, nous n'avons eu que rarement à disposition des mesures systématiques externes de la turbulence. Pour cette raison, nous avons utilisé les mesures internes de l'analyseur d'ODISSEE sur cible stellaire pour reconstruire la phase turbulente, et en déduire ses propriétés spatiales et temporelles. Quand cela a été possible, nous les avons comparées aux mesures de la station CATS pour identifier les possibles disparités ainsi que leur origine. Nous étudions dans les sous-sections suivantes les propriétés spatiales puis temporelles de la phase turbulente.

5.3.1 Étude des propriétés spatiales de la turbulence au foyer coudé de MéO

Nous considérons dans un premier temps les propriétés spatiales de la turbulence au foyer coudé de MéO. Pour cela, la phase turbulente est reconstruite sur la base des modes de Zernike à partir des mesures de l'analyseur en **boucle ouverte sur étoile**⁵. La méthode de reconstruction de la phase à partir des mesures ASO, et l'estimation des paramètres de la turbulence, sont décrites au chapitre 3, et seront simplement rappelées ici. La figure 5.4 représente la variance de la phase turbulente ainsi reconstruite moyennée par ordre radial, à la longueur d'onde de calibration du banc ($\lambda = 635nm$). Il s'agit d'une acquisition représentative de la turbulence typique rencontrée à Calern pendant les campagnes sur ODISSEE, réalisée en Mars 2015. Comme cela est également explicité au chapitre 3, nous déduisons conjointement de ce tracé un D/r_0 ainsi qu'un D/L_0 par une minimisation au sens des moindres carrés avec un modèle de turbulence Von Karman.

Ce modèle ainsi ajusté entre les ordres radiaux 2 à 6 (cf. tirets bleus figure 5.4) suit très fidèlement les données expérimentales (losanges violets). Nous avons écarté de l'estimation les modes de basculement pour éviter de possibles biais causés notamment par des vibrations. La turbulence sur les ordres radiaux 7 à 9 n'est également pas prise en compte dans l'estimation, car sa mesure et sa reconstruction sont biaisées par le repliement de la phase d'ordres supérieurs. La sur-excitation de ces modes, que l'on observe sur la figure 5.4, est ainsi cohérente avec notre géométrie d'analyseur (8x8 sous-pupilles), ce que nous pourrions confirmer au chapitre 7. Sur la figure 5.4 :

- On constate en premier lieu le fort D/r_0 et l'échelle externe très petite, de l'ordre de 3 mètres, caractéristiques d'une forte turbulence de dôme. Pour ces dimensions de L_0 , l'atténuation des ordres radiaux 2 à 4 est notable (flèches vertes), et devra être prise en compte lors de l'établissement du budget d'erreur, notamment pour l'évaluation du résidu de correction bas-ordre de la boucle d'OA. Pour illustrer cela, on a représenté la variance calculée à partir d'un modèle de Kolmogorov sans échelle externe (cf. expression 1.31), pour un D/r_0 équivalent.
- Ensuite, l'atténuation des modes de basculement est moins importante que celle escomptée avec l'échelle externe estimée. Il s'agit donc d'une sur-excitation. Elle est possiblement due à des vibrations, provoquées par certains éléments vibrants du télescope, du train coudé ou du banc. Elle peut cependant trouver son origine autre-part. Nous répondrons plus en détail à cette question dans le chapitre 9.

5. Le champ de 20" d'arc de l'ASO, dimensionné pour l'imagerie de satellite (cf. section 5.4), est bien adapté à la mesure en pleine turbulence.

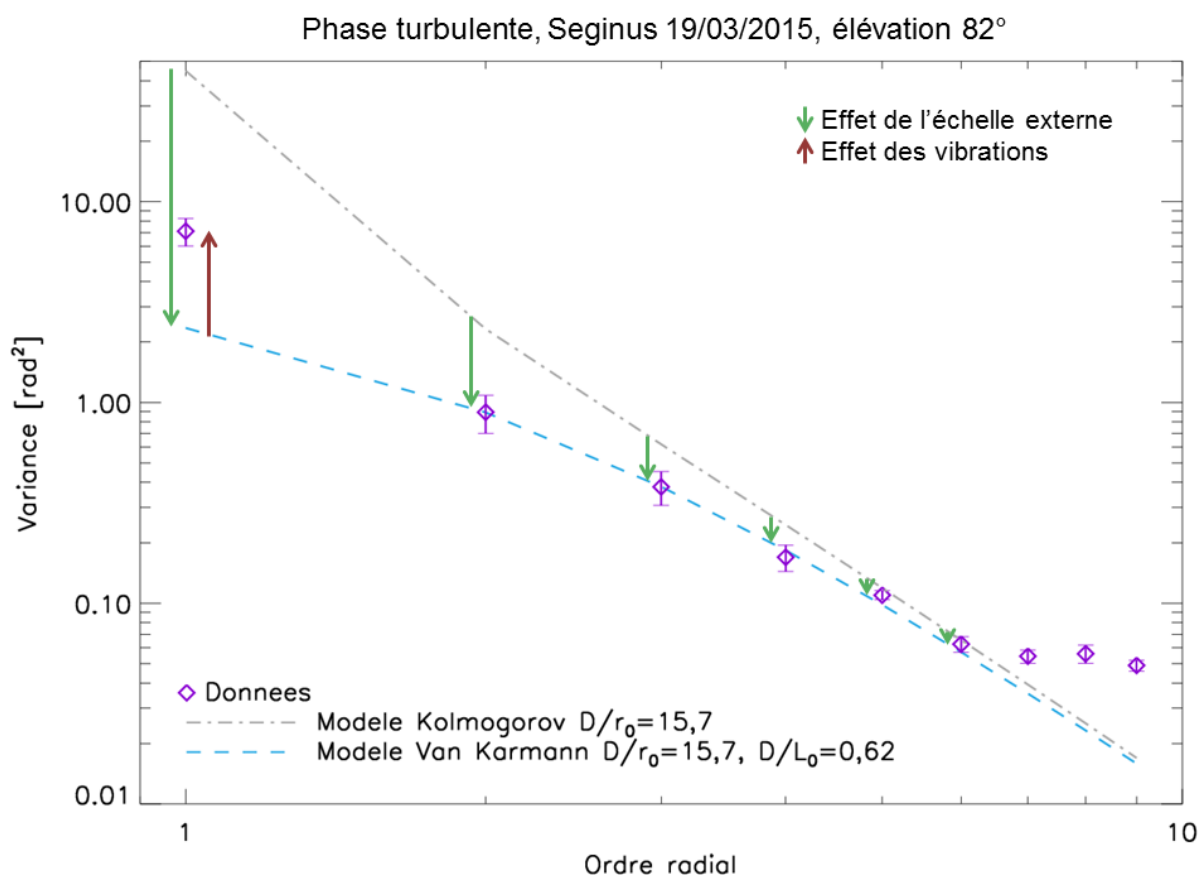


FIGURE 5.4 – Spectre typique de la phase turbulente de Calern, au foyer coudé de MéO, mesurée par l’ASO d’ODISSEE et décomposée sur les polynômes de Zernike. La variance est donnée à 635nm. On observe une étoile (Séginus, HIP71075) quasiment au zénith. On remarque un effet de dôme saisissant, avec une échelle externe de 2 diamètres de télescope seulement, responsable d’une atténuation notable sur les ordres radiaux 1 à 4. Les vibrations du télescope et du train coudé sont potentiellement responsables de la sur-excitation des modes de basculement, bien que cette hypothèse soit testée dans le chapitre 9. Le repliement des ordres supérieurs à la fréquence d’échantillonnage de la pupille par la matrice de micro-lentilles est responsable de la sur-excitation de la reconstruction de la phase turbulente sur les ordres radiaux 7 à 9.

Les D/r_0 et D/L_0 sont ainsi estimés conjointement sur les données stellaires des trois principales campagnes de Juillet 2013, Avril 2014 et Mars 2015, à 635nm. On représente leur distribution statistique sous forme d'histogramme sur la figure 5.5. Les D/r_0 sont donnés au zénith. L'échelle externe L_0 semble relativement stable au cours de ces missions, avec une valeur typique de 2 fois le diamètre du télescope, soit 3m. Cette valeur est loin de celle que l'on attendait, plutôt autour de 40m. Le D/r_0 lui n'est pas des plus favorables. Si pendant les campagnes de Juillet 2013 et Mars 2015 la distribution des D/r_0 semble relativement serrée et présente deux tendances notables autour de 15-16 et 20 à 635nm, la campagne d'Avril 2014 présente une dispersion beaucoup plus importante. On peut tout de même y retrouver deux tendances autour de 15 et 23. Cela représente des seeing typiques de 1,4'' et 1,83'' d'arc. Ces données sont représentatives de la turbulence rencontrée sur le site pendant les différentes missions.

Pour finir, nous proposons sur la figure 5.6 une confrontation des r_0 estimés sur ODISSEE au foyer coudé de MéO à ceux mesurés par le GDIMM de l'OCA, pendant la campagne de Mars 2015⁶. Les données croisées sont celles représentées par des triangles et des croix violettes, respectivement pour les mesures internes et pour celles du GDIMM. Il apparaît clairement que la turbulence vue au foyer coudé de MéO n'est pas dominée par la turbulence atmosphérique du site. On écarte comme source possible de cette turbulence supplémentaire la turbulence locale dans la salle du train coudé. Le banc est en effet protégé par un bafflage, et les diamètres des faisceaux sont suffisamment faibles (maximum 64mm en plan pupille) pour diminuer l'impact des perturbations locales. L'échelle externe de 3m, conjuguée à de forts D/r_0 vont ainsi dans le sens de la présence d'une turbulence de dôme importante (la taille de l'ouverture de la coupole est comparable à l'échelle externe estimée), ou bien à de la turbulence générée au niveau des paliers surchauffés de la monture de MéO. Dans ce sens, un fort bouillonnement a été observé visuellement dans le plan pupille.

On retiendra pour la suite de ce manuscrit deux cas typiques de turbulence sur le site de Calern au niveau du foyer Coudé de MéO : un premier cas, typique et relativement favorable de 16 à 635nm. Le second cas correspond à un cas défavorable, un peu plus rare mais probable, de 25. On gardera en tête également la forte turbulence de dôme, et l'échelle externe de l'ordre de 3m.

6. Équipe SI du laboratoire Lagrange de l'OCA, données acquises par Aziz Ziad.

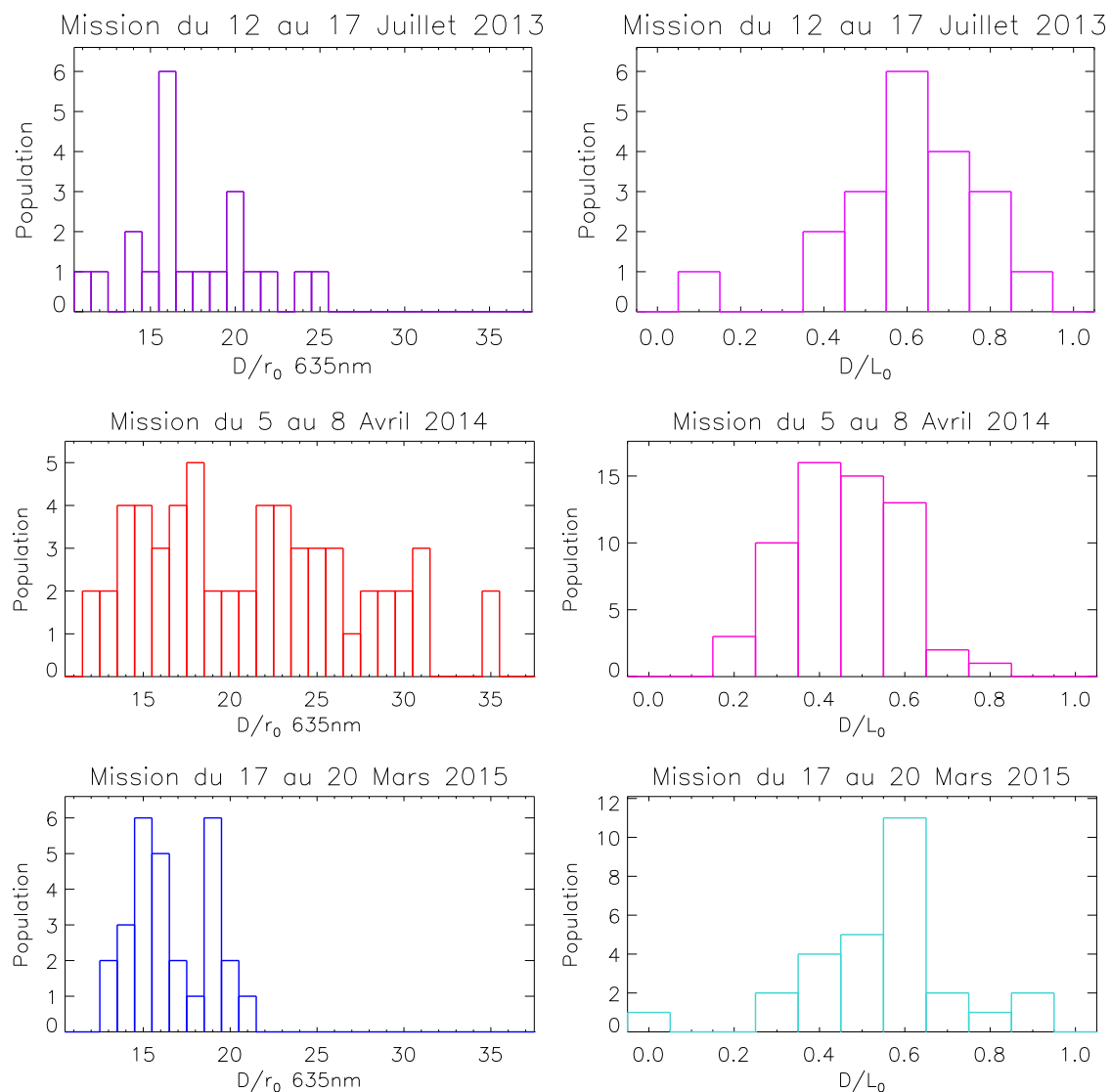


FIGURE 5.5 – Répartition des conditions de turbulence estimées sur les données acquises pendant les trois principales campagnes sur le banc ODISSEE (Juillet 2012, Avril 2014 et Mars 2015). Les D/r_0 estimés sont donnés à 635nm et ramenés au zénith, sur les histogrammes de gauche, les D/L_0 sur ceux de droite.

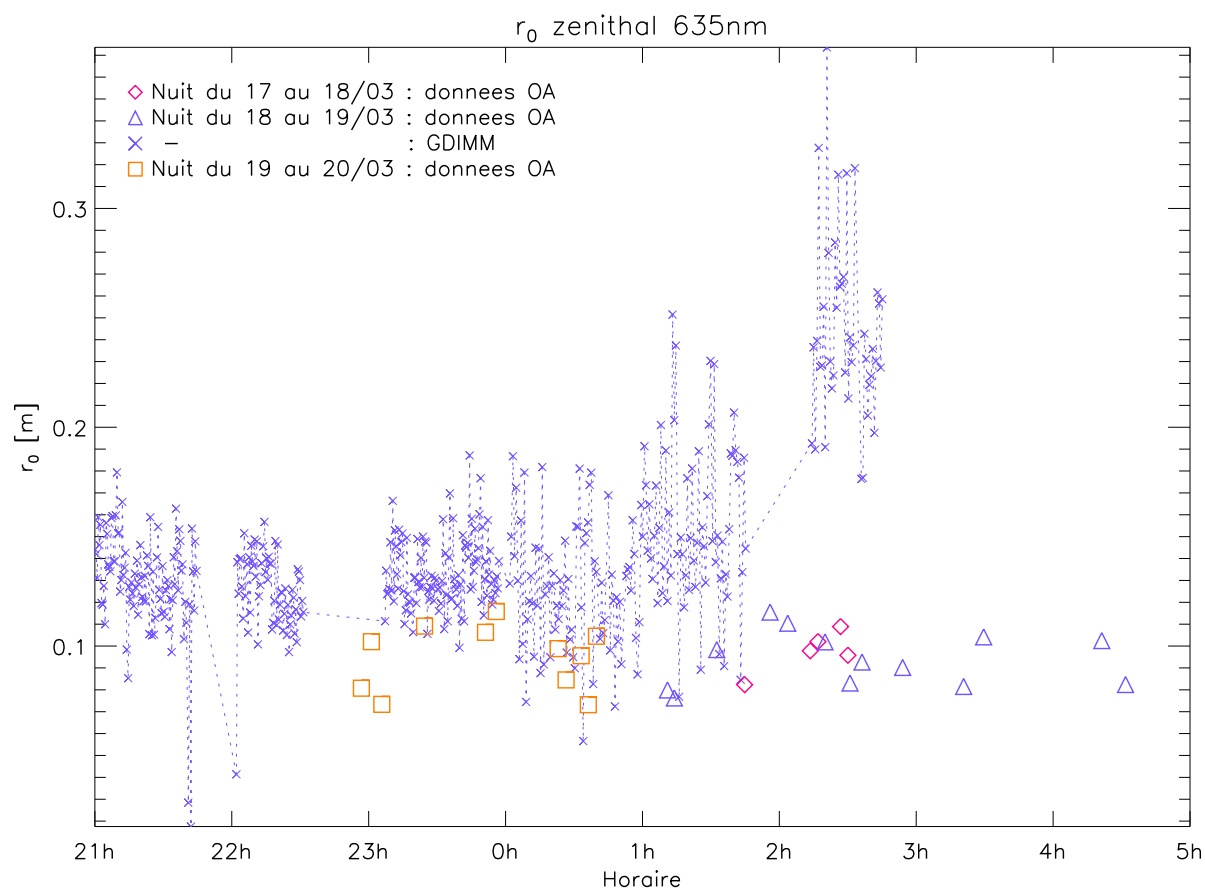


FIGURE 5.6 – Tracé par nuit d’observation et par heure des r_0 estimés lors de la campagne de Mars 2015 à partir des mesures de l’analyseur d’ODISSEE (losanges triangles et carrés), et ramenés au zénith. Le r_0 médian, donné à 635nm, vaut 0,9cm. Pendant la nuit du 18 au 19, nous pouvons comparer ces estimations aux mesures simultanées du GDIMM installé par l’OCA sur le site (croix). La turbulence mesurée au foyer coudé de MéO ne semble pas dominée par la turbulence atmosphérique du site, mais potentiellement par des effets de dôme.

5.3.2 Propriétés temporelles de la turbulence

Dans cette sous-section, nous étudions les propriétés temporelles de la turbulence du site de Calern. Nous cherchons ainsi à déterminer des vitesses de défilement typiques de la phase dans la pupille. En première approximation, celle-ci est dominée par la vitesse du vent dans la couche turbulente dominante. On cherche donc les vitesses typiques de cette couche.

La figure 5.7 représente la densité spectrale de puissance de la phase turbulente exprimée sur les polynômes de Zernike. En nous référant à [Conan, 1994] et en supposant des couches en translation dans l’hypothèse de Taylor, il est possible de rapporter les fréquences de coupure sur ces spectres à une vitesse de vent par couche, comme nous l’avons précisé au chapitre 1. Ces fréquences de coupure ne dépendant que de l’ordre radial n , nous avons moyenné toutes les DSP appartenant au même ordre. Nous appliquons la méthode d’identification de fréquence de coupure donnée dans la sous-section 3.3. Dans le cas stellaire de l’observation d’Arcturus le 19 Mars 2015 donné sur la figure 5.7, nous en avons repérées deux principales, qui semblent suivre correctement la loi d’évolution en fonction de n (cf. expression 1.37). Au delà de ce seul cas d’illustration, la plupart des cibles étudiées présentent également ces caractéristiques liées à la présence de plusieurs couches turbulentes. Il nous est difficile dans la configuration d’ODISSEE de déterminer l’altitude de ces couches à partir des seules mesures de l’analyseur, et ainsi de discriminer ce qui provient de la couche au sol des couches en altitude, de la turbulence générée par le dôme du télescope ou bien par les paliers de la monture. Une mesure complémentaire du profil de C_n^2 permettrait de mieux discriminer ces cas.

Nous avons représenté les vitesses de vent ainsi évaluées pour les données de la campagne de Mars 2015 sur la figure 5.8 (losanges triangles et carrés), en fonction de l’horaire et de la nuit d’observation. Quand plusieurs couches ont pu être identifiées, les vitesses de vent respectives sont représentées à la verticale l’une de l’autre. L’identification de la couche dominante parmi les couches identifiées n’est pas aisément réalisable sur les DSP temporelles. L’étude conjointe d’un profil de C_n^2 précis serait idéale. En son absence, nous pouvons uniquement émettre une hypothèse quant à la couche dominante, en observant la répartition d’énergie sur les DSP. Dans le cas où plusieurs couches sont identifiées, nous avons représenté la couche dominante par un symbole de plus grande taille sur la figure 5.8.

Nous y avons également reporté les vitesses de vent mesurées par la station météorologique locale de Calern (chronogrammes tirets, ligne trait-pointillée, et ligne trait-point-pointillée.). Ces mesures, réalisées dans les 5 premiers mètres de l’atmosphère, donnent une bonne idée de la vitesse de vent dans la couche au sol. Il apparaît ainsi que la vitesse de la couche au sol mesurée par la station météo est inférieure à 5m/s, et s’annule dans certains cas (nuit du 18 au 19). Dans nos données de campagne, on retrouve bien dans la plupart des cas une couche dont la vitesse est comparable, et nous l’assimilons donc à la mesure de la couche au sol.

Pour ce qui est de la répartition de l’énergie turbulente en altitude, on peut observer deux tendances sur chacun des jours de campagne :

- La couche dominante, de vitesse inférieure à 5m/s, est assimilable à la couche au sol.
- A l’opposée, on identifie dans certains cas une couche dominante dont la vitesse est comprise entre 8 et 20m/s. Ne pouvant s’agir de la couche au sol, on l’associe plutôt à une couche sise en altitude.

En conclusion, dans le cas où la turbulence est concentrée au sol, nous attendons une

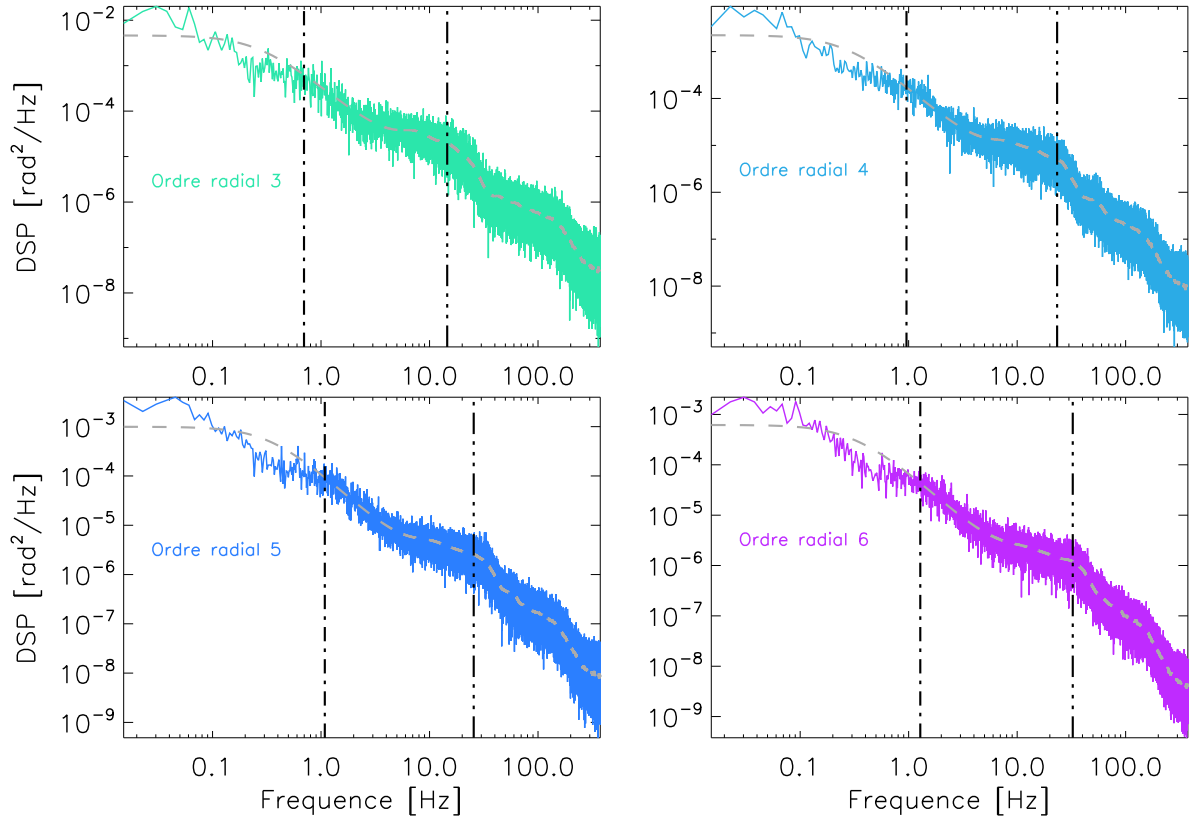


FIGURE 5.7 – Densité Spectrale de Puissance temporelle de la phase turbulente typique exprimée sur la base des polynômes de Zernike, pour les ordres radiaux 3 à 6. Les séries temporelles de mesures ont été acquises sur Arcturus le 19 Mars 2015, à 3h TU. Ces spectres sont caractéristiques de la présence de plusieurs couches turbulentes dominantes. On a ainsi repéré deux fréquences de coupure principales sur ces spectres, représentées par les lignes verticales. Elles correspondent dans notre cas à des V/D respectifs de 0,6 et 14,3Hz, soit des vitesses de vent de 0,9 et 21,5m/s.

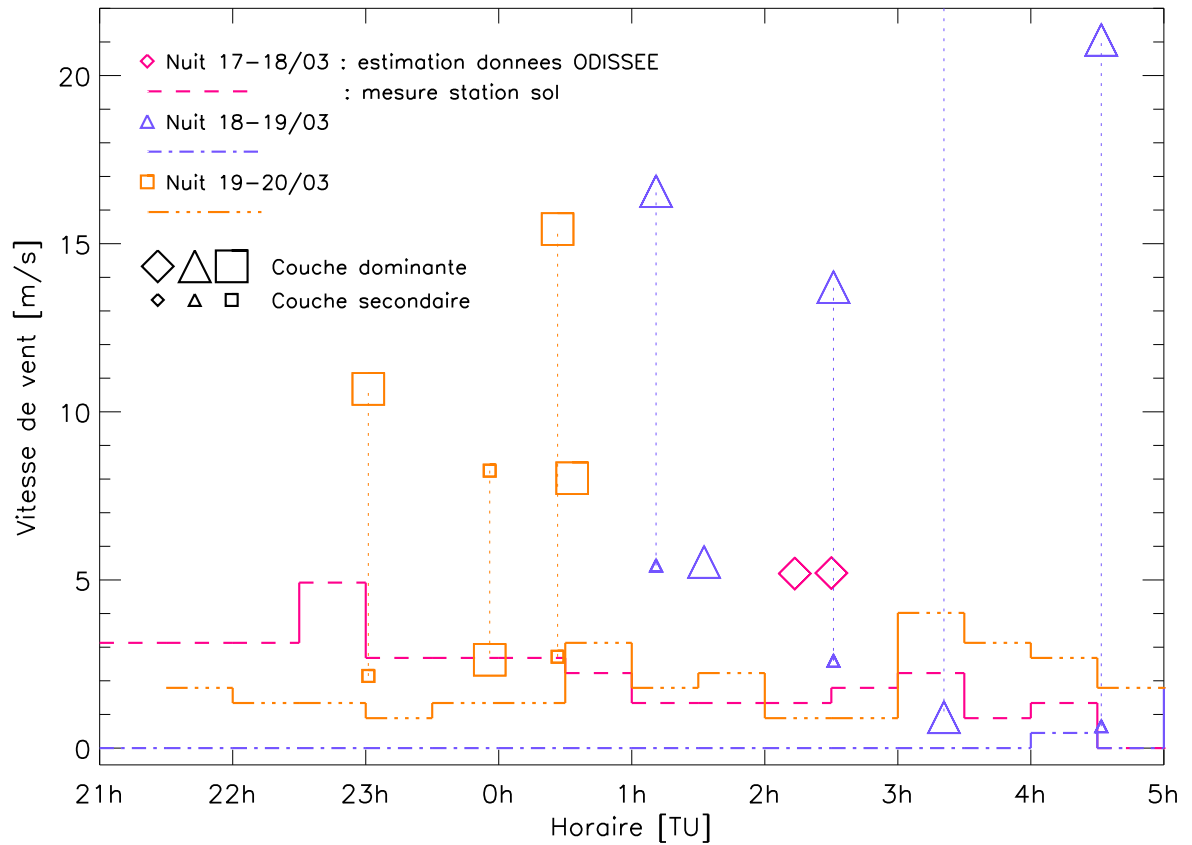


FIGURE 5.8 – Évolution de la vitesse de vent dans la pupille estimée sur les données stellaires d'ODISSEE pour la campagne de Mars 2015 (losanges triangles et carrés). On a ajouté sur la figure la vitesse du vent mesurée au sol par la station météorologique au sol du site pour comparaison (lignes). Sur la plupart des données, plusieurs couches sont identifiées. On a représenté les vitesses de vent respectives à la verticale.

dynamique temporelle de la phase dans la pupille de l'ordre de 3 à 5m/s. Dans la cas équiprobable, d'après notre étude, où la turbulence est localisée en altitude, les vitesses de vent escomptées sont comprises entre 8 et 20m/s.

L'étude montre ainsi que la mesure de la station météorologique locale n'est plus suffisante, et qu'il est obligatoire de recourir aux mesures internes d'ODISSEE en l'absence d'un profilomètre de C_n^2 , et d'une mesure de r_0 depuis le dôme. Ce profilomètre permettrait de plus de réaliser une identification précise de la couche dominante, et donc de la dynamique temporelle de la turbulence pour l'étude des performances de l'OA.

Nous avons pu dresser ici un portrait de la turbulence rencontrée lors des campagnes menées sur le banc ODISSEE. Nous avons identifié des conditions typiques, et les phénomènes turbulents spécifiques occasionnés soit par le dôme, soit par l'hydraulique de la monture du télescope. **Nous nous référons par la suite à ces données typiques, synthétisées dans le tableau 5.1.** Nous allons maintenant mettre en regard ces données au dimensionnement du banc dans la section suivante.

TABLE 5.1 – Synthèse des caractéristiques de la turbulence au foyer coudé de MéO, données à 635nm.

	r_0 [cm]	L_0 [m]	$\bar{V}$ [m/s]	D/r_0	D/L_0	V/D [Hz]
Plage	12,5 4,2	15-1,7	3-5 et 8-20	12-35	0,1-0,9	2-3,3 et 5,3-13,3
Typiques	9,3 et 6,0	2,5	4 et 10	16 et 25	0,6	2,7 et 6,7

5.4 Dimensionnement du banc et choix effectifs des composants

ODISSEE, banc d'OA classique sur axe, a été développé à partir de l'architecture du banc existant BOA. Il a bénéficié en outre des nombreuses études antérieures que nous avons citées à propos de l'imagerie de satellite. Il a été adapté au télescope MéO, qui possède une monture suffisamment vélocité pour poursuivre des satellites, rendant possible leur observation. Cependant, pour répondre aux besoins des autres domaines d'application du banc, il a été nécessaire de réaliser plusieurs compromis sur son dimensionnement. Pour garder une certaine flexibilité, le banc a ainsi été pensé pour laisser l'espace nécessaire à l'intégration de nouveaux composants et de voies optiques parallèles. Il est en conséquence massif et n'a pu être placé au foyer Nasmyth de MéO, mais plutôt à son foyer coudé. Loin d'un dimensionnement idéal, le banc a également été réalisé avec les composants disponibles, parfois au sacrifice de ses performances. Dans les sous-sections suivantes, nous verrons les conséquences de ces compromis vis-à-vis des contraintes de dimensionnement. Il s'agit notamment pour chacun des composants clés de donner des éléments de dimensionnement, de leurs mettre en regard le composant disponible choisi, et de discuter de l'impact potentiel sur l'exploitation d'ODISSEE. Nous considérons en particulier les conditions typiques de turbulence que nous avons étudiées dans la section précédente, à savoir un D/r_0 de 16 à 635nm, et $L_0=3$ m. Nous décrirons la structure du banc module par module dans la section suivante.

5.4.1 Correction des basculements en plan pupille

Elle est assurée par un miroir de basculement, également appelé miroir de tip-tilt (ITTM en anglais). Nous listons ses spécifications :

- **Atténuation des modes de basculement de la phase turbulente**, qui concentrent en général la plus grande part de l'énergie (d'après notre étude de la turbulence du site, $\sim 45\%$ dans des conditions typiques). Si on considère le D/r_0 typique à 635nm et l'effet de l'échelle externe, une dynamique de $0,62''$ d'arc Pic-Vallée (PV) est requise sur le ciel pour la correction des perturbations atmosphériques. Nous bénéficions ici des effets d'atténuations de l'échelle externe : sans elle la dynamique de correction requise sur le ciel serait de $2,24''$ PV.
- **Compensation des vibrations du télescope**, évaluées lors d'une campagne dédiée⁷ à $5,2''$ d'arc PV sur ciel.
- **Compensation des dérives du pointage télescope** lors de la poursuite d'un satellite, dues notamment à des imprécisions sur les prédictions des trajectoires. La dynamique respective a été évaluée à $30''$ d'arc par une étude interne.

On estime au final que le miroir de basculement doit avoir une course totale de $40''$ d'arc PV sur le ciel.

Le miroir de basculement intégré effectivement sur le banc ODISSEE est un miroir plan collé sur une cale piezo-électrique deux axes. Sa course de $\pm 30''$ d'arc sur le ciel est largement suffisante en regard des précédentes spécifications. Cependant, pour pouvoir corriger des basculements à la fréquence d'échantillonnage de la boucle supérieure au kilo-Hertz, il a été néces-

7. Réalisée en 2010, antérieure à cette thèse donc

saire de l'alléger au maximum, tant en épaisseur qu'en diamètre. Le système devient alors très sensible à un bougé de pupille latéral provoqué en amont du banc. Le réglage est en conséquence délicat, puisque du fait de ses petites dimensions, c'est maintenant le miroir de basculement qui contraint la position de la pupille physique du banc. Il faut donc conjuguer simultanément ASO et MD à la pupille d'entrée et au miroir de basculement.

5.4.2 Correction des perturbations de hauts-ordres

Cette correction des ordres supérieurs aux modes de basculement est réalisée par un Miroir Déformable (MD). La course de ses actionneurs doit permettre de compenser :

1. **Les hauts-ordres de la turbulence atmosphérique**, au delà des modes de basculement. La dynamique requise est évaluée dans nos conditions typiques de turbulence à $0,90\mu\text{m}$ PV mécanique. Force est de constater qu'une fois de plus la course requise bénéficie de l'échelle externe - dans une moindre mesure que pour les basculements -, qui serait de $1,12\mu\text{m}$ PV mécanique autrement.
2. **La déformée au repos du miroir** lui même. En l'absence de commande sur ses actionneurs, la surface est potentiellement aberrée. On peut considérer ces aberrations comme statiques, ou très lentement variables.
3. **Les aberrations statiques du banc**. Elles dépendent au premier ordre de la qualité des optiques et de réglage.
4. **Les aberrations du télescope et du chemin optique jusqu'au banc**. Elles dépendent de la qualité d'alignement de l'instrument. Elles évoluent potentiellement suivant la position du télescope, et des conditions climatiques. Ainsi, la dynamique du MD doit permettre de corriger entre autre les variations de distance focale de MéO, évaluée à $1,5\mu\text{m}$ PV mécanique. On peut considérer ces aberrations comme statiques sur des sources stellaires qui se déplacent lentement sur le ciel. A l'opposé, elles vont être amenées à évoluer lors d'une poursuite satellite, du fait de l'évolution des contraintes sur les optiques, et ne peuvent plus être considérées comme statiques. Cependant, cette évolution reste beaucoup plus lente que celles liées à la turbulence.

Le choix du miroir déformable est un compromis parmi les miroirs disponibles : il s'agit d'un miroir Cilas SAM 88 actionneurs. Il possède 10 par 10 actionneurs piezo-électriques répartis suivant une maille carrée, dans une pupille de 72mm de diamètre. Le couplage spatial inter-actionneur est évalué à 25% en moyenne. Il possède une course de $10\mu\text{m}$ mécanique, ce qui est largement suffisant pour compenser la turbulence typique du site de Calern. Néanmoins, il nous faudra nous en assurer en étudiant la dynamique utilisée pour corriger les aberrations du système (cf. chapitre 6). Sa déformée mécanique au repos à en ce sens été évaluée à $2\mu\text{m}$ PV par une étude antérieure. Au final, la pupille utile ne couvre que 9 par 9 des moteurs, pour un diamètre effectif de 64mm , afin d'optimiser le traitement temps réel des sorties vidéo de la caméra d'analyse de front d'onde intégrée sur le banc, et ainsi la cadence de la boucle. Tous les moteurs du miroir sont néanmoins pilotés pour faciliter la remise à plat de la surface, notamment sur les bords de la pupille utile. Cette dernière est décentrée sur le miroir pour écarter un moteur mort. Cette géométrie particulière est représentée sur le schéma de la figure 5.9. Cette configuration donne un pas inter-actionneur dans l'espace de la pupille télescope de

18,75cm. Il est largement sous-dimensionné si l'on considère les conditions de turbulence typiques du site de Calern, avec un r_0 au mieux égal à 9,4cm à 635nm ($D/r_0=16$), et assez souvent à 6cm ($D/r_0=25$). La correction apportée par l'OA est ainsi sous-optimale et partielle.

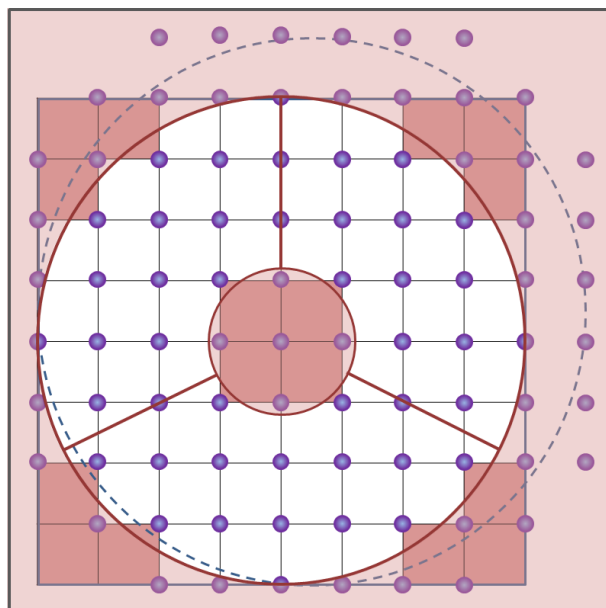


FIGURE 5.9 – Schématisation de la matrice de 8x8 micro-lentilles échantillonnant la pupille. En chacun de leur coin est placé un moteur du MD (rond violet). Les sous-pupilles dévalidées sont représentées en rouge. On a matérialisé la pupille ASO décentrée de 1 moteur en x et y sur la pupille du SAM88. On a également représenté l'occultation centrale (matérialisée sur le masque des micro-lentilles) et les araignées du miroir **M2**. On compte ainsi plus d'une vingtaine de moteurs pilotés en dehors de la pupille.

5.4.3 Analyseur de surface d'onde

L'architecture du banc BOA, reprise pour ODISSEE, incorpore un analyseur de front d'onde classique de type Shack-Hartmann, de 8x8 micro-lentilles, adaptées à la grille cartésienne de 9x9 moteurs. Les sous-pupilles sont positionnées de manière classique de telle sorte qu'un coin de sous-pupille coïncide avec un moteur (cf. schéma figure 5.9), ce qui garantit un maximum de sensibilité.

Le détecteur placé au foyer des micro-lentilles est un EMCCD OCAM2 [Feautrier *et al.*, 2010], possédant un capteur CCD e2v. Il s'agit d'un détecteur très performant, possédant un bruit de lecture de l'ordre de $0,1e^-$ avec gain d'amplification $\times 600$, et pouvant être cadencé à $1500Hz$. Ce sera donc la fréquence maximale à laquelle le système pourra être piloté. Néanmoins, le retard pur est limité dans notre cas par le Calculateur Temps Réel, comme nous le verrons dans le chapitre 6. Son architecture flexible, propice aux développements, perd malheureusement autant en optimisation. Il est nécessaire de nous assurer au cours de nos études des bandes passantes disponibles, notamment pour l'observation de satellite.

L'imagerie de satellite requiert en outre un large champ par sous-pupille, de façon à pouvoir d'une part rattraper des erreurs de pointages, et d'autre part à fermer la boucle sur des objets relativement grands. Il a été ainsi établi que 20" d'arc par sous-pupilles étaient nécessaires. Cependant, ce champ conduit hélas à un sous-échantillonnage en plan focal sur le détecteur (240x240 pixels soit 30x30 pixels par sous-pupille), en théorie égal à 0,5x Shannon à 600nm. Bien que propice à un meilleur Rapport Signal-à-Bruit (RSB), cette configuration introduit des non linéarités pour les petites phases [Nicolle, 2006]. En conséquence, il est par exemple plus difficile de mettre en œuvre la compensation des aberrations de la voie non commune (NCPA) par diversités de phase [Sauvage *et al.*, 2007].

De manière corrélée avec le nombre insuffisant d'actionneurs du MD, l'analyseur d'ODISSEE est sous-dimensionné. Dans nos conditions typiques de turbulence, on attend donc plusieurs diamètres de Fried par sous-pupille, soit des d/r_0 (d diamètre d'une sous-pupille ramené à la pupille télescope) de 2 à 4. Ce sont des conditions très défavorables pour la mesure de front d'onde, ainsi que pour la reconstruction de phase à partir des mesures ASO (repliement, propagation de bruit de mesure,...). Ce point doit également être étudié dans ce manuscrit.

5.4.4 Bande passante de correction et asservissement

Elle détermine la fréquence à laquelle le système doit être piloté pour corriger les variations temporelles de la turbulence. Deux cas d'observation sont à envisager sur le banc : d'une part sur satellite, d'autre part sur étoile pour les applications liées à l'astronomie.

Dans le premier cas, les études menées à l'Onera ont montré qu'une bande passante élevée était requise, compte tenu des propriétés temporelles de la phase, dominées alors par la vitesse apparente du satellite pour l'observateur. Cette bande passante atteint ainsi 60Hz pour la correction des basculements, et jusqu'à 200Hz pour les ordres supérieurs. Cela est largement sur-dimensionné pour l'observation astronomique, dans le cas où la couche basse est dominante, et où les vitesses d'évolution de la phase sont de l'ordre de 3 à 5m/s (cf. section 5.3). Cela peut poser problème pour des couches sises en altitude, plus rapides.

Comme nous l'avons déjà noté pour le traitement des images ASO, le RTC implanté sur ODISSEE à une architecture non optimisée car ouverte. Il introduit donc potentiellement des retards supplémentaires. En outre, dans le cadre de nos missions, nous avons utilisé uniquement un asservissement intégrateur simple, sans optimisation modale du gain. Il est donc nécessaire d'étudier les performances de l'OA d'ODISSEE du point de vue de sa dynamique temporelle.

5.4.5 Stabilisation de la pupille

L'installation d'ODISSEE au foyer coudé de MéO nécessite une stabilisation de la pupille au niveau du banc :

- **Stabilisation de la pupille en rotation** : son but est d'empêcher l'araignée du miroir secondaire du télescope de balayer les sous-pupilles lors de la poursuite d'un satellite, et de dégrader les mesures. Cette opération est réalisée par un **dérotateur de pupille**. Il s'agit d'un système symétrique de 3 miroirs tournant autour de l'axe optique du banc. Il

est cependant délicat de le régler correctement, car un décalage entre axe optique et axe de rotation entraîne systématiquement des rotations aux niveaux des foyers et pupilles.

- **Stabilisation latérale de la pupille :** les jeux entre axes optique et mécanique du train coudé de MéO sont responsables d'un bougé de la pupille du télescope par rapport à la pupille du banc. Il a été évalué à 7% du diamètre de la pupille pour un réglage optimal, et entre 10 et 20% dans le cas général, soit presque une sous-pupille. Ces décalages dégradent de manière rédhibitoire la performance [Nicolle, 2006]. Un miroir de stabilisation de pupille (ou PTTM pour Pupil Tip-Tilt Mirror) a en conséquence été intégré sur le banc, suivant la démarche adoptée pour SAXO-SPHERE [Montagnier *et al.*, 2007]. A l'instar de l'ITTM, il s'agit d'un miroir plan collé sur une cale piezo-électrique 2-axes. Il est cependant placé près d'un plan focal, de manière à pouvoir stabiliser la position latérale de la pupille en entrée du banc. Asservi à une cadence de 10Hz environ, il est temporellement découplé de la boucle principale, ce qui permet une correction complète des basculements générés au plan focal, par l'ITTM. Le bougé de pupille tolérable est donné dans notre cas par la dimension de l'élément optique le plus enclin à vigneter le faisceau sur le banc, à savoir le miroir de basculement. Se faisant, le PTTM est spécifié pour stabiliser la pupille à mieux que $1/10^{eme}$ de sous-pupille.

5.4.6 Imagerie scientifique

Le détecteur scientifique intégré sur le banc est un capteur sCMOS *PCO*, possédant un bruit de lecture en théorie inférieur à $1,5e^-$, et un rendement quantique maximal de 60%. Il est échantillonné à 2 fois la fréquence de Shannon environ à $850nm$. Il peut tenir une cadence élevée jusqu'à une centaine de Hertz, et permet ainsi un re-centrage des images *a posteriori* dans le cas d'un satellite animé de mouvements propres importants. Malheureusement, l'architecture informatique de la manipulation induit à l'heure actuelle des temps de transfert très importants ($\sim 3min$ pour 1000 images de 480×480 pixels), ainsi que des jitter (variation de la cadence d'acquisition) variables. Cela peut poser des problèmes de synchronisation entre les mesures ASO et les images acquises : l'exploitation des données est complexifiée, ainsi que la mise en œuvre de post-traitements type déconvolution myope. Il est également impossible de réaliser des expositions unitaires supérieures à 100ms, ce qui peut poser problème sur des objets faibles.

Pour poursuivre sur les aspects photométriques, l'intégration d'ODISSEE au foyer coudé induit une perte importante de flux : 70% rien que pour le télescope et le train coudé, sans prendre en considération les nombreuses optiques du banc. Il n'est donc plus envisageable d'utiliser sur le banc des optiques très sélectives spectralement pour l'imagerie. Le choix a ainsi été fait de travailler sur des bandes larges, de plus de $100nm$, et faiblement réjectives. Le banc est en ce sens optimisé du point de vue de sa conception optique pour travailler entre 400 et $900nm$. Les images obtenues en large bande sont difficilement exploitables, que ce soit pour l'étude des performances, ou pour la mise en œuvre de post-traitements.

5.4.7 Compensation de la dispersion atmosphérique

Le fait de travailler sur des bandes maintenant supérieures à $100nm$ impose enfin d'intégrer sur le banc un Compensateur de Dispersion Atmosphérique (ADC), pour limiter le chromatisme de grandeur et l'élongation résultante de l'image quand le satellite est proche de l'horizon.

L'ADC est constitué de 2 bi-prismes contrarotatifs. Il est prévu pour corriger le chromatisme de grandeur lié à la dispersion pour un angle zénithal maximal de 60° .

En conclusion : Nous avons pu dégager plusieurs points sensibles dans le dimensionnement effectif du banc ODISSEE. La complexité du banc a été d'une part accrue pour pouvoir répondre aux besoins parfois contradictoires de l'imagerie de satellite, et du test de concepts novateurs. Les composants disponibles sont ensuite sous-dimensionnés en regard des caractéristiques du site de Calern. Le banc fonctionne dans un régime sous-optimal de correction partielle de la turbulence, et son exploitation est complexifiée. Avant de conclure ce chapitre en dégageant problématique et démarche du travail réalisé pendant la thèse sur ODISSEE, la section suivante présente la structure du banc et synthétise les caractéristiques de ses différents composants.

5.5 Structure effective du banc

Nous donnons dans cette section la structure effective du banc ODISSEE. Nous y ferons référence par la suite de ce manuscrit. A ce titre, nous donnons dans les tableaux 5.2 à 5.6 une synthèse de chacun des principaux composants du banc. Nous étudions déjà la structure optique et mécanique du banc, avant de décrire l'implantation du RTC. Une photographie du banc est visible sur la figure 5.10, et son schéma optique est donné figure 5.11. Le banc y est divisé en plusieurs modules fonctionnels, décrit dans les sous-sections suivantes.

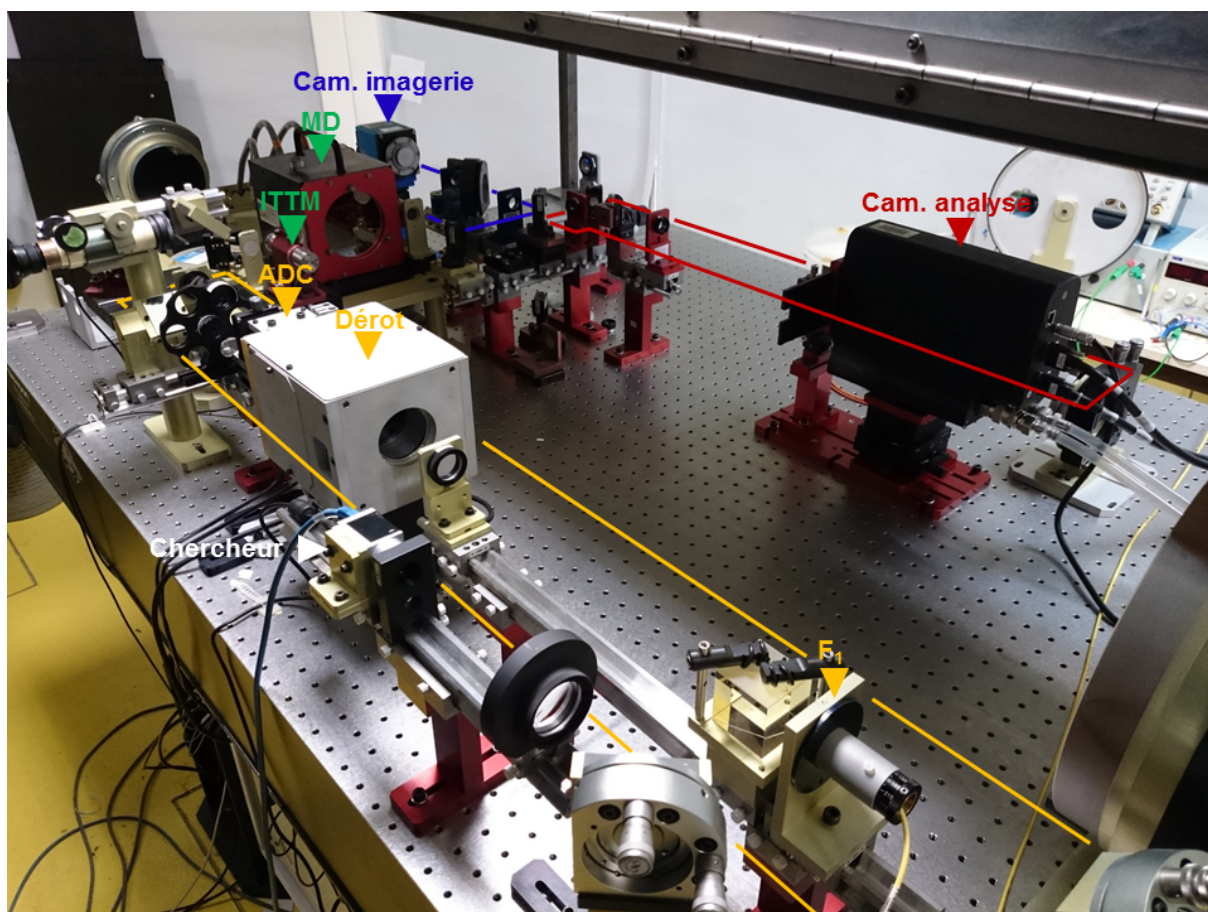


FIGURE 5.10 – Photographie du banc ODISSEE, on y a repéré les éléments actifs (sauf le miroir de stabilisation de pupille, non visible sur l'image) ainsi que le module d'injection en jaune, la voie d'analyse en rouge, et la voie d'imagerie en bleu.

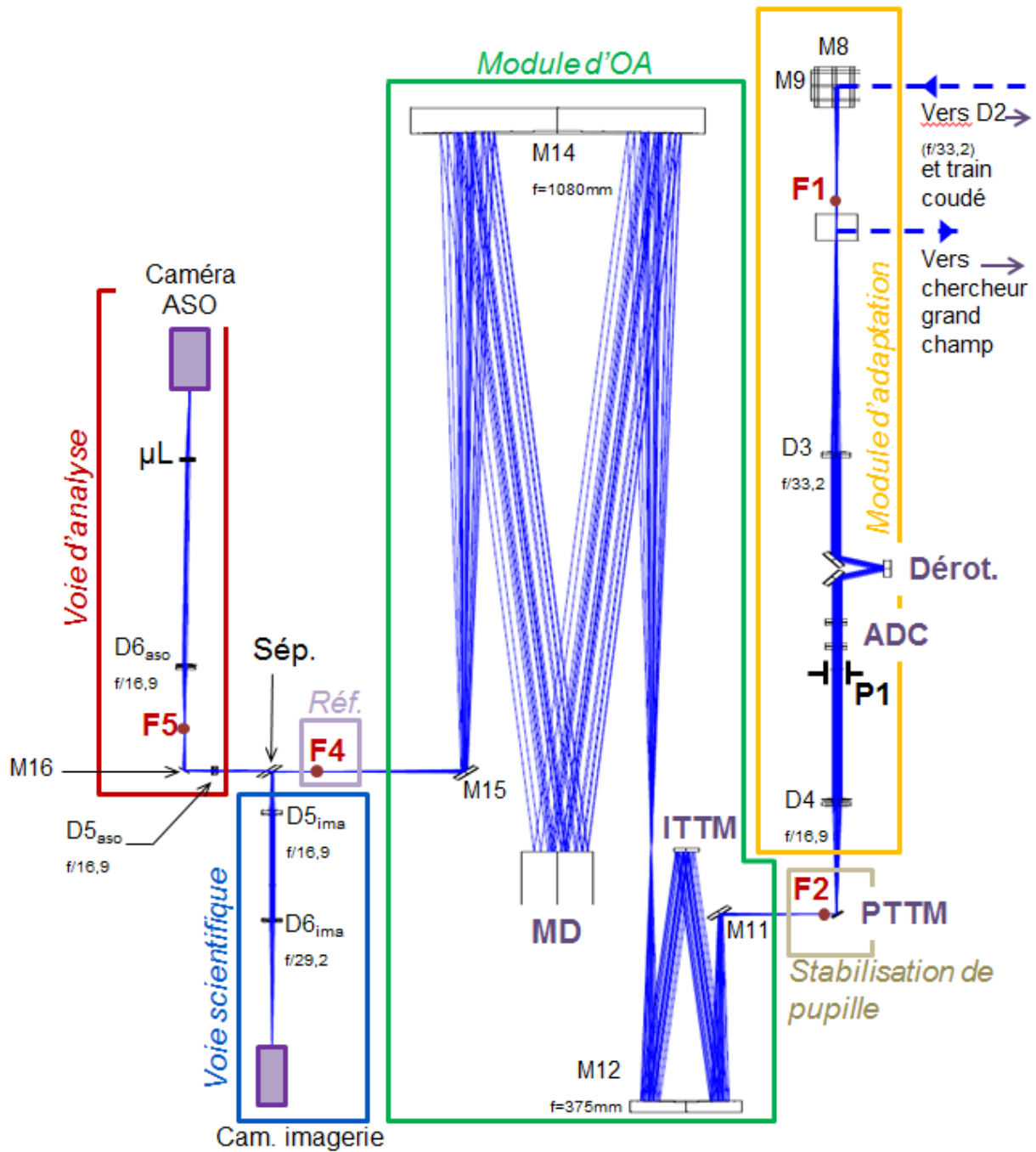


FIGURE 5.11 – Schéma optique du banc ODISSEE. On y a repéré les différents étages/modules par des encadrés de couleur. Les éléments optiques actifs sont repérés en écriture violette, les plans focaux d'intérêt en rouge. ITTM pour Image Tip-Tilt Mirror (miroir de basculement), PTTM pour *Pupil Tip-Tilt Mirror*, Réf. pour *module de référence*, ADC pour *Atmospheric Dispersion compensator*, MD pour *Miroir déformable*, Sép. pour *Séparatrice*, μL pour *matrice de micro-lentilles*, Dérot. pour *Dérotateur de pupille*.

5.5.1 Module d'adaptation :

Ce module, premier sur le chemin optique de la lumière depuis le télescope, est composé d'un nombre assez important de sous-modules, dont la fonction première est d'adapter le faisceau issu du télescope au banc.

Sous-module d'injection : Son but est premièrement d'adapter l'ouverture du faisceau du train coudé ($f/33,2$) à celui de l'entrée du banc. Les lentilles **D3** et **D4** ont cette fonction et forment un espace collimaté en aval, où la pupille d'entrée du banc est physiquement matérialisée par un masque **P1** pour les réglages internes. Deuxièmement, il permet la conjugaison du plan focal du train coudé au foyer d'entrée du banc **F1** par l'intermédiaire de la lentille **D2**, et d'un périscope en entrée du banc composé de deux miroirs plans à 45° non coplanaires (**M8** et **M9**). Le périscope permet également de garantir la conjugaison des plans pupilles, contrôlée par un viseur placé en aval de **P1**. La conjugaison fine du plan focal télescope à celui du banc, ainsi que la conjugaison des plans pupilles respectifs, permettent de s'assurer de la bonne injection du faisceau sur l'axe optique d'ODISSEE.

Sous-module de calibration : Matérialisation physique du foyer d'injection du banc **F1**. Il permet entre autre de placer une source pour calibrer le banc (acquisition de la matrice d'interaction) et d'aligner les éléments optiques. Cette source est une source ponctuelle laser, de 635nm de longueur d'onde, non résolue sur l'ASO et la caméra d'imagerie.

Dérotation et compensation de la dispersion : dans l'espace collimaté en aval de **D3** sont placés le dérotateur de pupille et le Compensateur de Dispersion Atmosphérique. Le dérotateur (**Derot.**) est constitué d'un système optique appelé « K mirror ». Il est présenté sur le schéma de la figure 5.12. Sa rotation synchrone au déplacement du télescope permet de fixer la pupille du télescope par rapport à la pupille du banc. L'**ADC** lui, compense la dispersion chromatique introduite par l'atmosphère jusqu'à un angle zénithal maximal de 60° . Il s'agit d'un système de deux bi-prismes tête-bêches en contra-rotation.

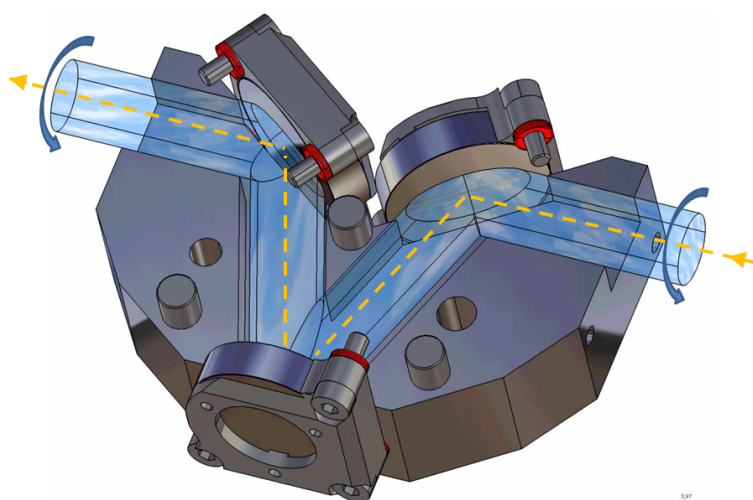


FIGURE 5.12 – Schéma du dérotateur de pupille d'ODISSEE

Voie chercheur grand champ : Le but de cette voie est d'imager les $2'$ d'arc du champ en entrée du banc pour rattraper les erreurs de pointage du télescope, et ainsi faire rentrer les objets pointés dans les $20''$ d'arc du champ des sous-pupilles ASO. Elle permet potentiellement d'asservir la position du télescope. Un cube séparateur placé après le foyer **F1** permet d'envoyer 1% de la lumière vers cette voie ou une caméra est placée en plan focal.

5.5.2 Module de stabilisation de la pupille télescope

Représenté sur l'image de la figure 5.13, le miroir **PTTM** a pour but de compenser les déplacements latéraux de la pupille. Il est placé à 5mm en amont du plan focal intermédiaire **F2**, non visible sur l'image car caché par le miroir.

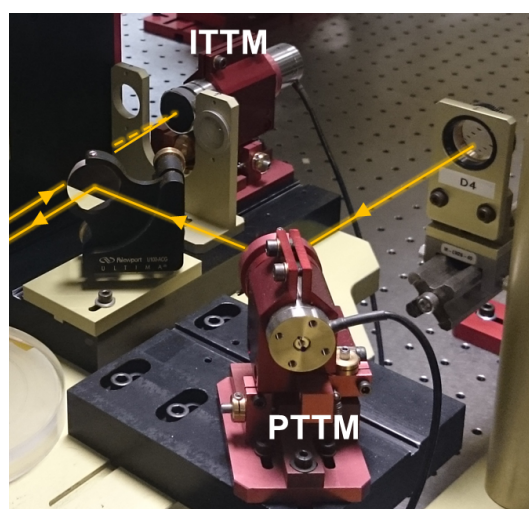


FIGURE 5.13 – Photographie du miroir de stabilisation de pupille.

5.5.3 Module d'optique adaptative

Ce module a pour but de conjuguer le miroir de correction de basculement de la phase **ITTM**⁸, ainsi que le Miroir Déformable **MD** hauts ordres, à la pupille d'entrée du banc. Il s'agit également d'adapter la taille du faisceau aux surfaces physiques des miroirs. Les deux miroirs actifs sont placés en faisceau collimaté, sous une légère incidence de 5° environ.

Les conjugaisons pupillaires ainsi que l'adaptation des faisceaux sont réalisées par une formule optique de deux paraboles **M12** et **M14** hors-axe, sur lesquelles le faisceau réalise deux passages symétriques, de grandissement unitaire. La courbure de champ induite par une parabole est compensée par l'autre. Quant à la courbure d'excentrement elle est compensée par un défaut de mise au point. Les miroirs actifs sont placés aux foyers de ces paraboles.

Miroir de basculement ITTM : miroir de correction des modes de basculement de la phase turbulente. Il est visible également sur la figure 5.13. Ses caractéristiques sont rappelées dans le tableau 5.2.

8. Pour Image Tip-Tilt Mirror

TABLE 5.2 – Synthèse des caractéristiques du miroir de basculement d’ODISSEE

Miroir de basculement	
Technologie	piezo-électrique
Diamètre physique	22,75mm
Diamètre pupille	22,2mm
Nombre de moteurs	4, 2-axes
Course sur ciel	$\pm 30''$ d’arc
Bande passante	$> 1\text{kHz}$

Miroir déformable hauts-ordres MD : miroir de correction des modes d’ordre supérieur aux basculements de la phase turbulente. Ses caractéristiques sont rappelées dans le tableau 5.3.

TABLE 5.3 – Synthèse des caractéristiques du miroir déformable hauts-ordres SAM88

Miroir hauts-ordres	
Technologie	Piezo-électrique
Diamètre pupille complète	72mm
Diamètre pupille effective	64mm
Moteurs dans le diamètre	10
Moteurs dans le diamètre de la pupille	9
Maille	carrée
Nombre de moteurs	88
Nombre de moteurs pilotés	88
Pas moteur physique	8mm
Pas moteur pupille	18,75cm
Course moteur	$\pm 2\mu\text{m}$
Course totale	$\pm 5\mu\text{m}$
Couplage	25%
Qualité remise à plat	$\lambda/21$ à 635nm
Course pour remise à plat	$2,24\mu\text{m}$ PV mécanique
Bande passante	$> 10\text{kHz}$

L’ensemble des modules d’adaptation, de stabilisation de pupille, d’OA, et de référence, constituent la voie commune du banc. La lumière parcourt chacun de ces modules, qu’elle soit dirigée ensuite vers la voie scientifique, ou vers la voie d’analyse. Les aberrations optiques de la voie commune sont donc présentes à la fois sur la voie scientifique et sur la voie d’analyse. Notons que lors d’une observation du ciel, les optiques du télescope et du train coudé s’ajoutent à la voie commune. Les aberrations présentes sur cette voie sont mesurables dans une certaine mesure, et corrigibles par l’OA, comme nous l’étudierons au chapitre 6.

5.5.4 Voie d'analyse

Cette voie comprend l'analyseur de surface d'onde. Une lame séparatrice après le foyer **F4** permet de distribuer le faisceau entre la voie scientifique et la voie d'analyse. Un jeu de plusieurs séparatrices est disponible sur le banc suivants les besoins. Les plus usitées sont une séparatrice qui transmet 90% du flux et en réfléchit 10% (**10/90**), et une lame dichroïque qui réfléchit une bande de $100nm$ de largeur centrée autour de $850nm$ et transmet le complémentaire (**D850**). La voie d'analyse se trouve en transmission.

Diaphragme de champ : Le doublet **D5_{ASO}**, de grandissement -1 permet de créer un foyer intermédiaire **F5**, où il est possible de placer un diaphragme de champ carré correspondant au champ de $20''$ d'arc sur le ciel des sous-pupilles. Ce diaphragme est nécessaire pour l'analyse de front d'onde sur source étendue.

Le doublet **D6_{ASO}** a ensuite pour rôle de collimater le faisceau, et de conjuguer le plan des micro-lentilles à la pupille d'entrée du banc. Sa distance focale est choisie afin de superposer l'image de la pupille télescope sur l'analyseur de surface d'onde plan-pupille.

Analyseur de surface d'onde : Il mesure les déformations du front d'onde incident par rapport à une référence. Nous synthétisons dans le tableau 5.4 les caractéristiques de cet analyseur Shack-Hartmann couplé à un EMCCD OCAM.

5.5.5 Voie scientifique

En réflexion de la lame séparatrice, cette voie permet de recevoir un instrument scientifique, bénéficiant de la correction apportée par l'OA. Dans le cadre de l'observation de satellite, ou de l'étude des performances du banc en imagerie, il s'agit de la caméra en plan focal PCO, décrite dans la section précédente. La voie scientifique a, pour donner un autre exemple, reçu lors de la campagne de Mars 2015 un monodétecteur dans le cadre de l'étude de lien optique en espace libre entre station sol et satellite. Dans la configuration d'imagerie initiale deux modes sont possibles :

Imagerie plan focale : Le doublet **D5_{IMA}** permet de créer en aval un espace collimaté, où il est possible d'insérer des filtres interférentiels ou des densités neutres. Le couple **D5_{IMA}-D6_{IMA}** permet de transporter l'image plan focal sur la caméra d'imagerie. Le tableau 5.5 synthétise les caractéristiques de cette voie dans la configuration d'imagerie.

Imagerie pupillaire : Une lentille biconvexe **D7_{IMA}** permet d'imager la pupille télescope sur la caméra, ou le cas échéant la pupille d'entrée du banc. Cette imagerie pupillaire est utilisée en premier lieu à des fins de réglage, par exemple pour étudier le bougé de pupille lors d'une poursuite. Il peut être également envisagé de l'utiliser pour des études scientifiques, comme par exemple la caractérisation de la scintillation.

TABLE 5.4 – Synthèse des caractéristiques de l'analyseur de front d'onde

Matrice de micro-lentilles	
Type	Résine photo-sensible
Pas	720 μ m, carré
Taux de remplissage	> 96%
Diamètre pupille	5,76mm
Occultation centrale	30%
Distance focale	28,51mm
Détecteur	
Type	EMCCD
Capteur	CCD e2v, « Deep Depletion »
Taille pixel	24 μ m, carré
Taille matrice	240x240 pixels
gain	x1 à x1000
Cadence max.	1500Hz
Bruit de lecture x1	140 e^- à 1500Hz
Bruit de lecture x600	0,16 e^- à 1500Hz
Refroidissement	-45°C, Peltier
Sous-pupille	
Nombre	8x8
Nombre utile	48
Taille sous-pupille	30x30 pixels
Echantillonnage	0,5x Shannon à 600nm
Champ/sous-pupille	20" d'arc
Champ/pixel	0,67" d'arc

TABLE 5.5 – Synthèse des caractéristiques de la voie scientifique, dans le mode d'imagerie

Caméra scientifique	
Type de détecteur	sCMOS
Taille pixel	6,5 μ m, carré
Taille matrice	2560x2160 pixels
Temps de pose	de 50ns à 100ms
Bruit de lecture	< 1,5 e^-
Cadence max.	en théorie 236Hz
Refroidissement	5°C, Peltier
ROI utile	480x480 pixels

5.5.6 Module de référence

Il permet d'acquérir les pentes de référence sur l'analyseur de surface d'onde. Placé au foyer **F4** avant la séparation voie d'imagerie et voie d'analyse, il permet ainsi lors de la fermeture de la boucle de compenser les aberrations statiques de la voie dite commune, depuis le foyer **F1** jusqu'au foyer **F4**.

Il est constitué par un support de source amovible placé en **F4**. C'est une source fibrée multi-mode polychromatique, résolue sur la voie d'imagerie et la voie d'analyse. Les aberrations de la voie scientifique ne sont pas vues, et constituent donc les Aberrations Non Communes (NCPA en anglais). Elles sont non vues par l'analyseur, non corrigées, et donc responsables de la dégradation des performances en imagerie.

5.5.7 Implantation RTC

Le banc ODISSEE possède plusieurs boucles d'asservissement fonctionnant en parallèle. De la boucle principale, contrôlée par un RTC de la société Shaktiware, jusqu'à la dérotation ou la stabilisation de pupille.

Boucle principale : La boucle principale commande les deux miroirs actifs en plan pupille : l'ITTM et le MD. Elle est pilotée par le RTC, basé sur un Linux Temps Réel ouvert. La structure implantée permet ainsi l'implantation de plusieurs lois de commande, de l'intégrateur simple, à la commande modale optimisée jusqu'à des commandes prédictives type filtrage de Kalman. Néanmoins dans notre cas la seule loi de commande utilisée est l'intégrateur simple.

L'interface du RTC, basée sur un code en Python, permet de contrôler à la volée :

- la boucle principale, comprenant le MD et l'ITTM (état, gain, ...)
- la caméra ASO (gain EMCCD, cadence)
- le traitement temps réel des images ASO (type de seuillage, valeur, égalisation ...)

A ce propos, plusieurs méthodes de mesure de front d'onde sont intégrées dans le RTC, au travers de différents algorithmes de mesure de Centre De Gravité (CDG). On trouve du plus simple, avec le CDG seuillé, aux plus complexes, avec le CDG pondéré et le calcul par corrélation (on se réfèrera à [Nicolle, 2006] pour une étude des performances de ces différents algorithmes).

Le CDG pondéré ne peut être utilisé dans notre cas où les sous-pupilles ASO sont sous-échantillonnées. Nous utilisons donc le CDG seuillé, qui permet en outre d'alléger au mieux les coûts en calcul, de diminuer le retard pur, et donc d'augmenter la bande passante : le seuil est soustrait à l'image ASO, et seuls les pixels au dessus de zéro sont conservés.

Le seuil peut être défini de plusieurs façons au niveau du RTC : soit on retire la même valeur en ADU à l'ensemble de l'image (seuillage statique), soit le seuil est calculé par sous-pupille en fonction du maximum d'intensité à la trame considérée, et d'un pourcentage de cette intensité à seuiller passer en consigne (seuillage dynamique).

Le RTC permet enfin d'acquérir diverses mesures, d'une part pour calibrer le système, et d'autre part pour acquérir les données expérimentales :

- Acquisition de matrice d'interaction
- Acquisition de données de télémétrie OA (mesures ASO, mesures d'intensité sous-pupilles, tensions de commande)
- Acquisition et application de pentes de référence
- Calcul et application de tensions d'offset

Ce sont ces données que nous allons traiter dans le cadre de la thèse, et qui seront présentées au cours de ce manuscrit.

Boucles annexes : Le compensateur de dispersion atmosphérique, le dérotateur de pupille, et la stabilisation de pupille sont asservis de manière parallèle à la boucle d'OA principale.

La **stabilisation de pupille** utilise les mesures d'intensité de l'analyseur de surface d'onde

(méthode héritée de SPHERE décrite dans [Montagnier *et al.*, 2007]). Le miroir de stabilisation de pupille est asservi par une commande intégrateur de façon à égaliser l'intensité dans les sous-pupilles opposées du bord de la pupille. Cette boucle est contrôlée par un ordinateur annexe, qui récupère les intensités ASO du RTC et les traite à l'aide d'un code IDL interfacé sur LabView. Elle est en générale contrôlée à une cadence de quelques Hertz. De la même manière que la boucle principale, elle est calibrée lors de l'acquisition d'une matrice d'interaction, et une référence est réalisée.

Le **dérotateur** est contrôlé par un boîtier de commande *TI*, interfacé à un ordinateur par Labview. La consigne de rotation C_{derot} est donnée en fonction de la position en élévation-azimuth (θ, ω) du télescope par la loi :

$$C_{derot} = \frac{1}{2}(\omega - \theta) \quad (5.2)$$

L'angle des biprismes ρ du **compensateur de dispersion atmosphérique** sont contrôlés en contrerotation en fonction de la position en élévation du télescope par la loi :

$$\rho = \pm \arcsin \left(\frac{\tan(\pi/2 - \theta)}{\tan(\pi/3)} \right) + c \quad (5.3)$$

Où c est une constante à déterminer. Cette loi tient compte de la dérotation de la pupille par le dérotateur. Des difficultés ont été rencontrées pour calibrer cette loi de commande. L'ADC est donc à l'heure de ce manuscrit non opérationnel. Pour être exempté de dispersion, les images doivent donc être réalisées soit proches du zénith, soit avec des filtres très sélectifs.

Il est enfin possible d'**asservir la position du télescope** par l'intermédiaire du chercheur grand champ en entrée du banc. L'asservissement est pour l'instant réalisé par l'intermédiaire d'un PC de l'ONERA. Un programme LabView récupère les images de la caméra de la voie chercheur, et les seuille avant de calculer un centre de gravité. Une loi de type intégrateur permet de corriger la position du télescope. L'asservissement télescope est important lors des poursuites satellitaires pour compenser les erreurs de pointage dues à l'obsolescence des prédictions d'orbites. Notons que depuis Mars 2015 le télescope est directement asservi en position, sans passer par le banc, au moyen d'un EMCCD placé au foyer Nasmyth de MéO.

En conclusion, le tableau 5.6 résume les caractéristiques principales des boucles d'asservissement d'ODISSEE.

TABLE 5.6 – Synthèse des boucles d’asservissement d’ODISSEE

Éléments	Type asserv.	Freq. ech.
Boucle principale		
MD ITTM	intégr. simple	max 1500Hz
Boucles annexes		
PTTM	intégrateur	$\sim 10\text{Hz}$
Dérotateur	boucle ouverte	$\sim 1\text{Hz}$
ADC	boucle ouverte	$\sim 1\text{Hz}$
Télescope	intégrateur	$\sim 1\text{Hz}$

A partir des pré-requis pour l’imagerie de satellite, des caractéristiques du télescope MéO et de la turbulence du site, nous avons pu spécifier le banc ODISSEE. Nous avons cependant vu que la complexité du banc était accrue compte tenu des composants disponibles, de l’implantation du banc au foyer coudé, et des besoins contradictoires entre l’imagerie de satellite et la modularité requise pour l’intégration de nouveaux concepts. Ces compromis sont également responsables du sous-dimensionnement du banc vis-à-vis de la turbulence du site de Calern.

Ainsi, quelque soit le domaine d’étude considéré, le banc est mal dimensionné, et les performances non optimales. De plus, dans ces conditions de fortes perturbations et de correction très partielle, la compréhension des performances du banc est chose complexe. La démarche suivie pendant la thèse est donc inversée, dans le sens où à partir des performances observées, il nous faut expliquer le comportement du banc, et pouvoir anticiper son comportement à partir des conditions et des besoins. Pour cela, les travaux réalisés consistent à adapter et mettre en œuvre les différentes techniques et méthodes de la littérature. Du point de vue de l’OA, il nous faut ainsi trouver des modèles qui permettront de valider le fonctionnement du banc et les termes d’erreur de la boucle. Il est également nécessaire de pouvoir les recalculer en théorie puis expérimentalement, avant de les confronter aux données acquises *in situ*. Avant de considérer les performances sur ciel, souvent difficiles à appréhender et à comprendre sans une connaissance parfaite du banc et de l’environnement, il est requis de caractériser finement les composants du banc, et de valider son fonctionnement en laboratoire dans des conditions maîtrisées.

Ainsi étalonné, le banc ODISSEE sera prêt à recevoir la caméra RAPID pour une validation sur ciel. L’amélioration de notre compréhension du banc nous permettra également de calibrer la voie scientifique d’ODISSEE, d’affiner nos modèles de formation d’image sur le banc, et ainsi de rendre possible une déconvolution fine des images obtenues.

Dans cette logique, nous procédons premièrement à une caractérisation fine du banc et de ces composants au chapitre suivant.

Chapitre 6

Caractérisation du système d'OA

Sommaire

6.1	Évaluation des erreurs de calibration du système	141
6.1.1	Qualité d'alignement du banc	141
6.1.2	Dérives temporelles des réglages	143
6.1.3	Acquisition de la matrice d'interaction	144
6.1.4	Inversion	146
6.2	Étude des aberrations internes	150
6.2.1	Contribution des aberrations internes à l'erreur de sous-modélisation	151
6.2.2	Quantification des aberrations internes non corrigées du banc	155
6.3	Étude de la dynamique temporelle de l'OA	158
6.4	Bilan photométrique du banc	161
6.4.1	Étude expérimentale de la transmission spectrale du banc	162
6.4.2	Bilan de flux et propagation de bruit	166

La compréhension des performances du banc n'est pas facilitée par son sous-dimensionnement vis-à-vis de la turbulence du site, et par sa complexité accrue. Il est donc difficile en l'état d'étudier un nouveau concept d'analyseur infrarouge sur ODISSEE - pour ne citer que les travaux de cette thèse - sans que l'on puisse anticiper le comportement du banc et se référer à une performance étalon. Avant de complexifier les études menées sur le banc, en présence de turbulence, il apparaît donc nécessaire de comprendre finement son comportement propre. Nous cherchons ici à identifier toutes les potentielles sources qui contribueront à dégrader les performances d'ODISSEE, que ce soit en termes d'analyse de front d'onde ou d'imagerie sur la voie scientifique. Il s'agit notamment de pouvoir quantifier leurs impacts.

Nous nous basons pour cela sur la description classique des termes d'erreur d'une OA, que nous avons introduits au chapitre 2. Afin de pouvoir anticiper l'impact de ces termes sur la performance finale du banc sur le ciel, nous proposons dans ce chapitre de les étudier tour à tour par la caractérisation des composants concernés. Nous allons ainsi étudier dans un premier temps les erreurs de calibrations de l'OA. Après cela, nous considérerons les aberrations internes d'ODISSEE, premièrement comme contribution à l'erreur de sous-modélisation, puis comme source des aberrations statiques. Après ces considérations purement statiques, nous étudierons les aspects temporels de la boucle d'OA. En dernier lieu, nous réaliserons une ca-

ractérisation photométrique du banc afin d’étudier les termes d’erreur liés au bruit. Nous commenterons à chaque fois les résultats obtenus, en les mettant en regard des besoins liés aux thématiques de recherche du banc.

6.1 Évaluation des erreurs de calibration du système

Les erreurs de calibration du système d'optique adaptative interviennent au travers de la matrice d'interaction, qui une fois inversée permet de piloter le système. Elles ont pour sources les limitations instrumentales lors de l'acquisition de la matrice d'interaction, ou les dérives du système qui interviennent entre sa calibration et son utilisation. Ces erreurs induisent ainsi des biais sur le calcul des phases de correction appliquées par le miroir déformable, entraînant une dégradation de la qualité des images sur la voie scientifique. Nous allons dans cette section chercher à identifier les possibles sources de ce premier terme d'erreur, et à en quantifier l'impact sur les performances en imagerie.

Nous écartons avant de procéder à cette analyse l'impact du bruit de mesure sur l'acquisition de la matrice d'interaction, du fait du très bon RSB (>100) sur source de calibration laser. Nous étudions dans les sous-sections suivantes la précision de réglage du banc, puis ses dérives au cours du temps, avant de considérer la matrice d'interaction effective d'ODISSEE, puis son inversion pour la commande du système.

6.1.1 Qualité d'alignement du banc

Nous considérons donc ici la précision de réglage du banc, et son impact sur les performances. Nous étudions principalement la perte de sensibilité occasionnée par un défaut de superposition de la matrice de micro-lentilles avec la grille d'actionneurs du MD lors de l'acquisition de la matrice d'interaction, en dehors d'un défaut de conjugaison longitudinale. La précision de ce réglage est en effet limitée par la qualité mécanique du support des micro-lentilles, et par celle de l'alignement du banc réalisé manuellement. Le réglage optimal correspond au cas où les moteurs sont précisément positionnés aux coins de chacune des sous-pupilles comme cela est figuré sur le schéma de la figure 5.9. Nous considérons l'état typique du banc après application de la procédure d'alignement, lors de la campagne d'Avril 2014. Nous y étudions la qualité de conjugaison latérale entre la matrice de micro-lentilles et la grille d'actionneurs du MD par rapport à la position optimale.

Nous procédons par technique d'imagerie différentielle, dérivée de la calibration du système SAXO-SPHERE [Sauvage *et al.*, 2010]. Cette technique consiste à étudier le déplacement des spots ASO quand un ou plusieurs moteurs du MD sont actionnés, et à en déduire la position de ces moteurs en plan pupille ASO. Quand un moteur est actionné, il crée, dans l'approximation d'une faible déformation, un gradient de phase au niveau des sous-pupilles qui lui sont adjacentes par conjugaison. Sur ces sous-pupilles, les spots ASO vont ainsi se déplacer colinéairement à ce gradient de phase, d'un vecteur ayant pour support la demi-droite qui a pour origine la position du moteur. Sur chacune des 4 sous-pupilles adjacentes au moteur, on cherche à identifier cette demi-droite, et par leur intersection, la position effective du moteur. Pour cela, deux images des sous-pupilles sont acquises, puis soustraites l'une à l'autre. Dans la première, le moteur pousse, dans la seconde, il tire en sens opposé avec la même consigne. L'image différentielle permet de faire apparaître le déplacement des spots ASO entre les deux états du moteur, suivant ces demi-droites.

Une telle image est représentée figure 6.1. Le choix des quatre moteurs en croix permet de calculer à partir de la position effective des moteurs le décalage en x et y de la grille d'action-

neurs par rapport aux sous-pupilles, mais également les rotations, les défauts de grandissement et l'ellipticité. Nous évaluons ainsi les défauts de conjugaison :

- Erreur de grandissement pupillaire entre la matrice de micro-lentille et la grille d'actionneur, que nous évaluons à $1,023\times$
- Décalage en x moteurs/coins des sous-pupilles, mesuré à $6,5\%$ de sous-pupille par rapport à l'optimal en prenant en compte l'erreur de grandissement.
- Décalage en y moteurs/coins des sous-pupilles : $5,7\%$.
- Rotation : $<0,3^\circ$, soit 4% de sous-pupille en bords de champ.
- Ellipticité : $2,13\%$, ce qui correspond à un angle d'incidence sur le MD de 8° . Cela est cohérent avec les 5° estimés lors du dimensionnement.

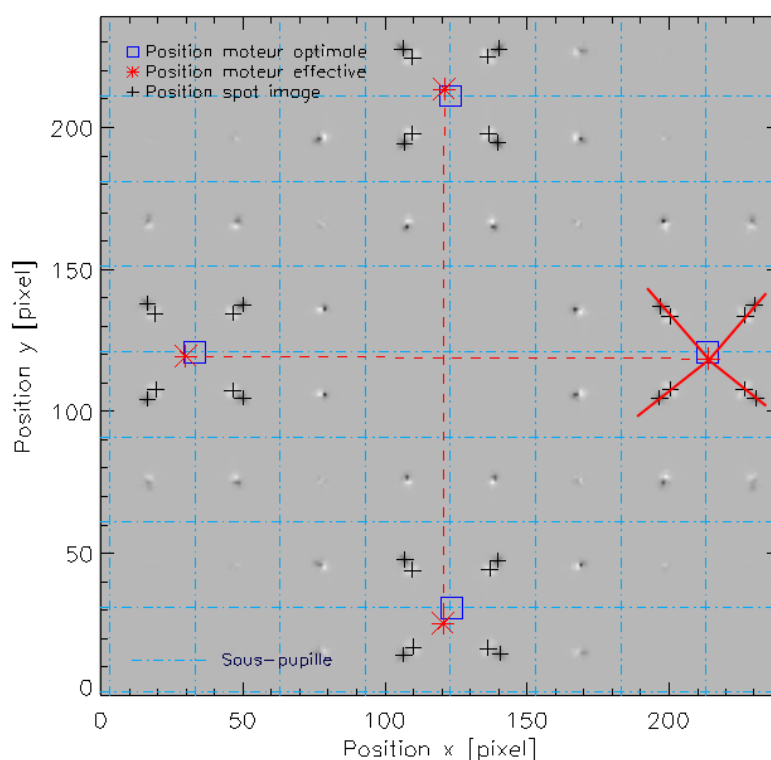


FIGURE 6.1 – Traitement de l'image différentielle pour détermination de la position de 4 moteurs par rapport à la matrice de micro-lentille, après procédure de conjugaison nominale. On y a figuré en tirets bleus la délimitation des sous-pupilles. Les croix noires représentent la position des spots ASO dans chacun des deux états des moteurs. Pour le moteur de droite, on a représenté les demis droites (traits rouges) qui une fois tracées à partir de la position des spots, permettent de trouver la position effective du moteur (astérisques rouges). On compare cette position à la position optimale au coin des sous-pupilles (carrés bleus). On note les décalages par rapport à la position optimale aux coins des sous-pupilles, une très légère rotation, et un léger défaut de grandissement pupillaire, différent suivant x et y.

Ces défauts de conjugaison sont présents lors de la calibration du système, et sont donc pris en compte dans l'acquisition de la matrice d'interaction, puis dans le calcul de la matrice de commande. Si ils ont un impact sur la performance, celui-ci est moindre par rapport à une dérive des réglages entre la calibration du système et son utilisation. Nous sommes donc dans un

cadre favorable du point de vue de l'impact sur la performance.

Dans ces conditions, l'impact de la rotation MD/micro-lentilles est négligeable si on se réfère aux travaux de [Parisot, 2012], où une valeur limite de 15% est donnée pour une perte de performances en termes de Rapport de Strehl de 5 points. Nous sommes largement en deçà de cette limite. Cela est d'autant plus vrai qu'elle est donnée pour un cas plus défavorable que le notre, où les défauts ne sont pas pris en compte lors de la calibration du système.

Pour étudier l'impact des décalages en x et y on se réfère aux résultats donnés dans [Desenne, 1998]. On estime ainsi que la perte de performances en termes de Rapport de Strehl n'excède pas 0,3 points, même dans des conditions limites de rapport signal à bruit (10). **Il s'agit donc d'un terme d'erreur négligeable, que nous ne considérerons plus par la suite.** On ne chiffrera pas dans cette section l'erreur induite par l'ellipticité ou le grandissement, n'ayant pas d'études auxquelles se référer, et n'ayant pas approfondi cet aspect pendant la thèse.

En conclusion, nous estimons que la précision du réglage des conjugaisons MD/micro-lentilles obtenue sur le banc n'induit pas de pertes de performances notables. Les défauts dus à la précision mécanique sont suffisamment faibles pour être minimisés lors du calcul de la matrice de commande. Il s'agit donc d'un terme d'erreur à écarter par la suite.

6.1.2 Dérives temporelles des réglages

Nous considérons maintenant **la dérive temporelle des réglages du banc entre sa calibration et son utilisation.** Les sources d'erreur de calibration sont alors :

- Dérive de la position de la matrice de micro-lentilles par rapport à la grille de moteurs du MD. Ces dérives sont la conséquence de jeux et flexions internes entre ces deux composants, intervenant entre l'acquisition de la matrice d'interaction et l'utilisation du banc. A l'échelle du mois, entre deux missions, nous avons pu observer une perte de performance en interne de 5 à 10 points de Strehl à la remise en route du banc, facilement éliminée par l'acquisition d'une nouvelle matrice d'interaction. Cela donne un ordre de grandeur de l'erreur de calibration induite par un dérèglement du banc. Dans la pratique, le système est re-calibré quasiment tous les jours par l'acquisition d'une nouvelle matrice d'interaction. De plus, on peut raisonnablement supposer que la monture mécanique des micro-lentilles est stable à cette échelle de temps. On peut donc écarter cette source d'erreur dans notre cas.
- Décalage latérale de la pupille télescope sur la matrice de micro-lentilles. La stabilisation de pupille en place sur le banc permet de minimiser l'erreur de calibration qui en découle. On néglige donc également cette source d'erreur.

Nous pouvons donc considérer que les dérives temporelles de l'alignement du banc ont un impact négligeable à l'échelle d'une campagne d'acquisition. Une calibration quotidienne du système est tout de même nécessaire, ainsi qu'un ré-alignement du banc en début de campagne.

6.1.3 Acquisition de la matrice d’interaction

Dans ces conditions d’alignement, nous allons maintenant détailler l’acquisition de la matrice d’interaction $\mathbf{M}_{inter}$ telle que :

$$\mathbf{y} = \mathbf{M}_{inter} \mathbf{u} \quad (6.1)$$

Avec $\mathbf{y}$ le vecteur de mesure de front d’onde de l’ASO quand un vecteur de commande $\mathbf{u}$ est appliqué au MD. $\mathbf{M}_{inter}$ rend donc compte en toute rigueur de la mesure de front d’onde quand une commande unitaire est appliquée sur chacun des actionneurs du MD.

Le miroir déformable SAM88 d’ODISSEE possède peu d’actionneur (88 ajoutés aux deux axes du miroir de basculement). Il est donc peu utile d’acquérir la matrice d’interaction par des méthodes Monte-Carlo types Hadamard [Meimon *et al.*, 2010b]. Nous utilisons une méthode plus classique, dite « push-pull ».

Cette méthode consiste à pousser puis tirer chaque moteur i du MD de manière séquentielle, en mesurant à chaque fois la phase en plan pupille ASO, respectivement $\phi_+(i)$ et $\phi_-(i)$, telles que :

$$\begin{aligned} \phi_+(i) &= \alpha F_{inf}(i) + \phi_{banc} + \phi_{turb,1} \\ \phi_-(i) &= -\alpha F_{inf}(i) + \phi_{banc} + \phi_{turb,2} \end{aligned} \quad (6.2)$$

Avec α la commande appliquée au moteur i , $F_{inf}(i)$ sa fonction d’influence, et ϕ_{turb} une occurrence de la turbulence locale. La demi-différence des deux phases permet de supprimer la contribution des aberrations statiques du banc ϕ_{banc} , également mesurée par l’ASO. Pour un moteur i donné, en supposant une petite déformée et ainsi un régime linéaire, la mesure de la déformée du moteur i , $\tilde{y}(i)$, est donnée par :

$$\tilde{y}(i) = \mathbf{D}_{ASO} (2\alpha F_{inf}(i) + \phi_{turb,1} - \phi_{turb,2}) + \mathbf{b}(i) \quad (6.3)$$

$\mathbf{D}_{ASO}$ étant la matrice ASO, et $\mathbf{b}(i)$ le bruit de mesure. La matrice d’interaction est réalisée en concaténant les vecteurs $\tilde{y}(i)$ pour tous les moteurs. Un cycle « tiré-poussé » est effectué rapidement, de façon à figer la turbulence locale, et à l’éliminer au mieux de la mesure dans la demi-différence (expression ci-dessus). Le cycle est répété plusieurs fois pour un même moteur, et plusieurs trames ASO sont acquises de manière à moyenner le bruit de mesure. La source de calibration placée en entrée du banc nous permet en ce sens d’avoir de très bonnes conditions de flux et d’acquérir la matrice d’interaction quasiment sans perturbations extérieures (ϕ_{turb} négligeable).

La figure 6.2-gauche présente une matrice d’interaction typique acquise sur le banc. A la droite de cette même figure, sont visibles ses vecteurs propres. Nous allons étudier dans la sous-section suivante le traitement de cette matrice d’interaction pour obtenir la matrice de commande.

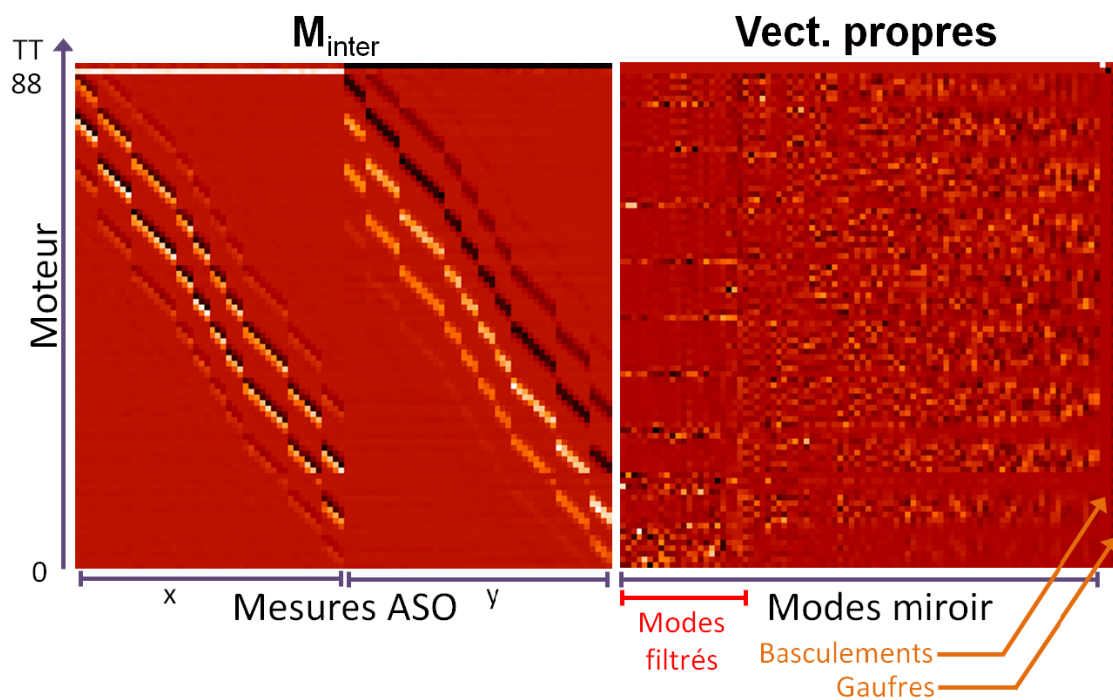


FIGURE 6.2 – Matrice d'interaction expérimentale acquise sur le banc (gauche). On a représenté à droite ses vecteurs propres, en procédant par décomposition en valeurs singulières. Les vecteurs propres (verticaux) sont ordonnés par valeur singulière croissante. Cela permet de repérer les vecteurs propres filtrés, ainsi que les modes de basculement (TT) et gaufres (cf. sous-section 6.1.4).

6.1.4 Inversion

L’inversion de la matrice d’interaction permet d’obtenir la matrice de commande M_{com} telle que :

$$u = M_{com}y \quad (6.4)$$

Avec y la mesure du front d’onde de l’analyseur, et u le vecteur de commande qui permet de minimiser l’écart entre le front d’onde mesuré et la déformée de la surface du MD. Cette matrice permet donc de déterminer quelle compensation appliquée par le MD pour corriger une perturbation du front d’onde incident suivant sa mesure par l’ASO. Il est important d’étudier ici l’inverse de M_{inter} , ainsi que les caractéristiques de la matrice de commande obtenue. M_{inter} , rectangulaire, est inversée au sens généralisé de la manière classique suivante :

$$M_{com} = (M_{inter}^T M_{inter})^\dagger M_{inter}^T \quad (6.5)$$

Le symbole $\dagger$, figurant l’inverse de $M_{inter}^T M_{inter}$, est employé pour rappeler que cette matrice n’est pas inversible dans tous les cas. En effet, les erreurs expérimentales de calibration et les bruits de mesure conduisent à une mesure de très mauvaise qualité sur certains modes de déformation du MD, associés à de très faibles valeurs propres. Ces modes, dits « mal vus », sont potentiellement à l’origine d’une amplification du bruit propagé dans la boucle. Ils doivent donc être identifiés et filtrés. Cette opération est réalisée par décomposition en valeur singulière (SVDC) [Golub et Loan, 2012] [Quiros-Pacheco, 2007] de M_{inter} , puis par troncature de celles associées à des modes mal vus.

Les deux modes gaufres, dont le premier est présenté sur la figure 6.3, sont par définition des modes mal mesurés par le système : chaque moteur pousse en sens opposé de ses voisins suivant un motif en damier, ce qui conduit à un gradient de phase en moyenne nul sur chaque sous-pupille. Pour être certain de les identifier et de les filtrer parmi les valeurs singulières de M_{inter} , il est nécessaire de les sur-exciter artificiellement. La méthode [Petit, 2006] consiste alors à introduire artificiellement une ligne de mesure dans la matrice d’interaction, correspondant à une commande en échiquier. Un fort coefficient lui est appliqué de manière à discriminer aisément les valeurs singulières associées lors de la SVDC. On filtre également de la même façon de la sous-matrice d’interaction associée au MD seul, la pente moyenne correspondant à une mesure de basculement, que l’on souhaite attribuer exclusivement au miroir ITTM. La figure 6.4 présente ainsi les valeurs singulières de M_{inter} , rangées par énergie croissante. On repère tout de suite les modes gaufres et les basculements sur-excités à la toute fin du graphe, repérés en violet. Les vecteurs propres de la matrice d’interaction associés à ces modes sont assez caractéristiques et peuvent également être repérés à la toute droite de la figure 6.2. Ces modes ainsi discriminés vont pouvoir être tronqués lors de l’inversion.

Il existe également dans la pratique d’autres modes mal vus, ayant une faible valeur singulière. Il peut s’agir pour illustration des déformées induites par les moteurs en dehors de la pupille ASO sur ODISSEE (cf. schéma de la figure 5.9). Leur filtrage est plus compliqué car il nécessite un critère. Le conditionnement¹ de la matrice d’interaction après filtrage peut donner une information intéressante sur la présence de faibles valeurs singulières, mais ne garantit en rien un filtrage optimal. Nous avons donc sur ODISSEE procédé à une optimisation expérimentale, en observant l’évolution de la qualité des images sur source interne en boucle fermée

1. Conditionnement : rapport de la plus haute valeur singulière sur la plus faible

suivant le nombre de modes filtrés. Cette étude est présentée sur la figure 6.5, et nous a conduit à un filtrage optimal de 23 modes (représentés en rouge sur la figure 6.4) pour ces conditions de très bon Rapport Signal-à-Bruit (RSB). En l'absence de gain modal optimisé, nous conservons cette configuration optimisée en interne pour le ciel, bien que les conditions de RSB puissent être sensiblement différentes. Les vecteurs propres associés à ces modes sont également repérés sur la figure 6.2, en suivant le même ordonnancement par valeur singulière croissante. Le schéma de la figure 6.6 nous permet d'identifier assez fidèlement ces modes mal vus à des combinaisons de moteurs en dehors de la pupille ASO utile.

Une description plus détaillée du processus d'inversion mis en œuvre ici et appliqué à l'OA peut être trouvé en annexe de [Petit, 2006].

En conclusion de cette section, nous avons établi par une étude que les erreurs de calibration d'ODISSEE avaient un impact négligeable sur les performances (~ 1 point de Strehl). Nous avons ensuite justifié dans ces conditions la technique d'acquisition et d'inversion de la matrice d'interaction. Maintenant que nous avons calibré le système d'OA, nous pouvons étudier les autres contributeurs au budget d'erreur.

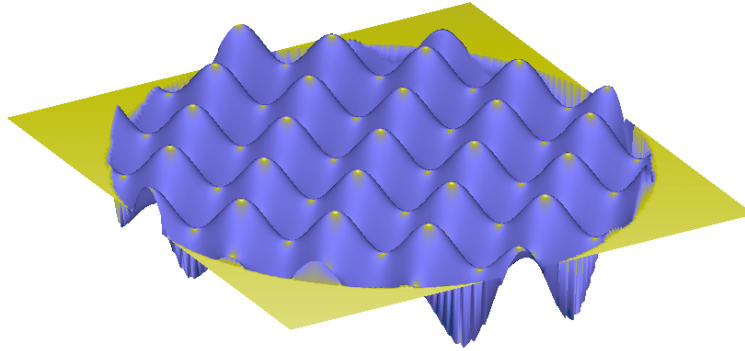


FIGURE 6.3 – Représentation du premier mode gaufre dans la pupille du miroir déformable (déformée mécanique) : chaque moteur pousse en sens opposé de ses voisins, suivant un motif de damier. Le deuxième mode gaufre est obtenu par inversion de signe.

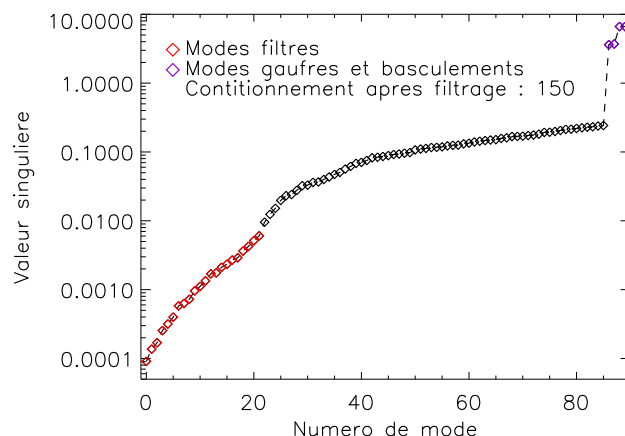


FIGURE 6.4 – Valeurs singulières de la matrice d'interaction rangées par ordre croissant. On filtre les plus faibles, correspondant aux modes mal vus. Les modes gaufres et les basculements sont surexcités afin d'être discriminés des autres modes et filtrés.

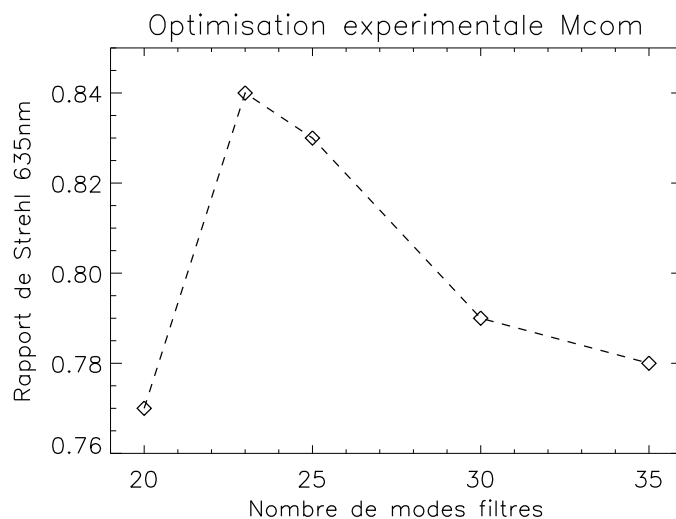


FIGURE 6.5 – Optimisation expérimentale du nombre de modes filtrés pour le calcul de la matrice de commande. On suit l'évolution des images obtenues en boucle fermée sur source de calibration laser interne. La performance optimale est atteinte pour 23 modes filtrés, ajoutés aux modes gaufres.

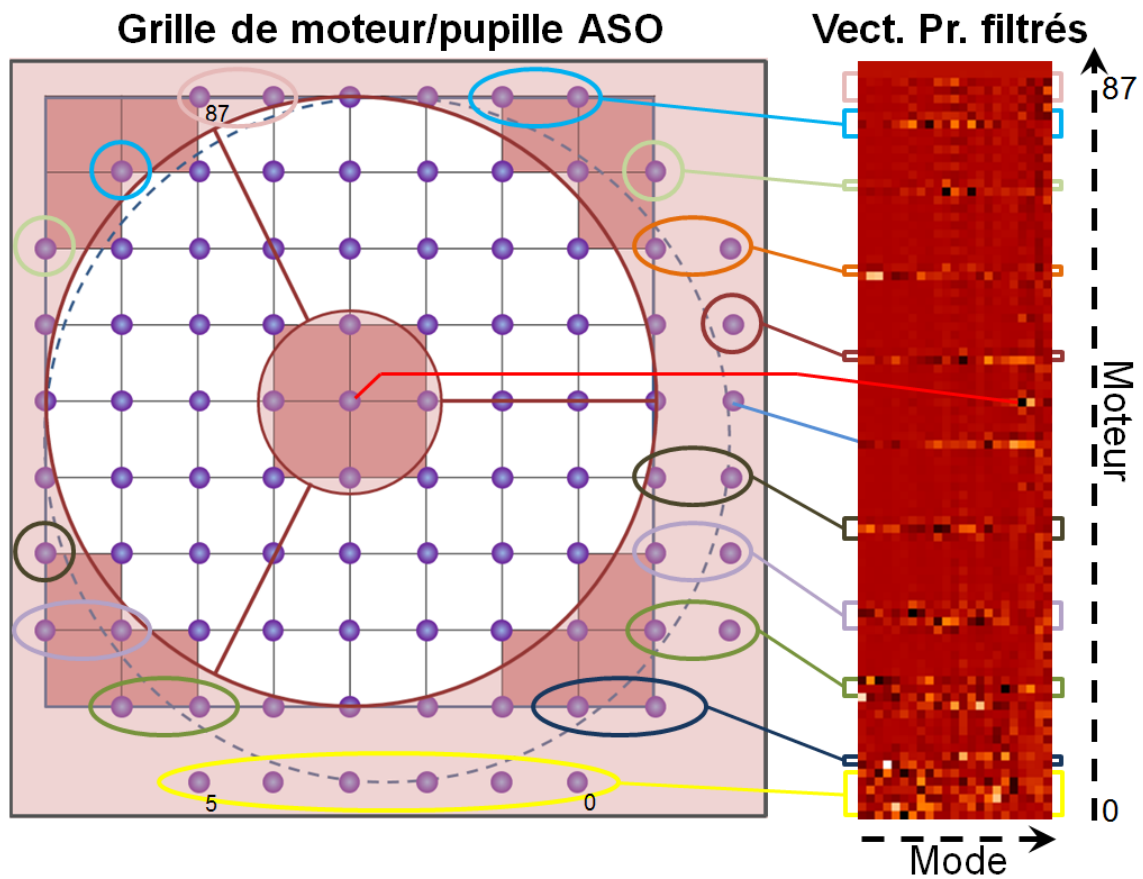


FIGURE 6.6 – Identification des modes filtrés sur la grille de moteur du MD. On peut assez facilement identifier les modes mal vus par le système à des modes générés par les moteurs en dehors de la pupille ASO utile.

6.2 Étude des aberrations internes

Le système optique constitué d’ODISSEE, de MéO et de son train coudé, introduit de manière avérée un certain nombre d’aberrations internes, qui représentent autant de contributions potentielles au budget d’erreur. On peut discriminer ces aberrations en deux catégories principales :

1. Les aberrations de la voie commune, vues à la fois par l’ASO et par la caméra scientifique. Parmi ces aberrations, certaines peuvent être mesurées et corrigées par le système d’OA. Dans ce premier cas, elles n’ont pas d’impact direct sur la qualité des images de la voie scientifique donc, mais elles monopolisent néanmoins une partie de la course des actionneurs du MD. La dynamique spatiale alors nécessaire à la correction de la turbulence, dans les cas les plus défavorables, peut ainsi ne plus être disponible. Les aberrations internes corrigées par le système contribuent se faisant à l’erreur de sous-modélisation introduite par le MD. On trouve également parmi les aberrations de la voie commune des aberrations qui ne peuvent pas être corrigées par le système. Il s’agit notamment d’aberrations de haute fréquence spatiale. Elles participent alors directement à l’augmentation du résidu de correction sur la voie d’analyse (repliement), et à la dégradation de la qualité des images sur la voie scientifique.
2. Les aberrations différentielles entre les voies scientifique et d’analyse (NCPA pour Non Common Path Aberrations). Nous écartons de ce bilan les aberrations chromatiques entre les deux voies, en les supposant minimisées par dimensionnement optique du banc. Les aberrations de la voie d’analyse sont quant à elles mesurées puis compensées par changement de la référence de l’ASO, à l’aide de la source de calibration placée en **F4**. Les NCPA sont donc dues aux aberrations de la voie scientifique. On peut en évaluer une partie par des techniques d’analyse de front d’onde en plan focal sur la voie scientifique (diversité de phase [[Sauvage et al., 2007](#)]), puis les pré-compenser par modification numérique du front d’onde de référence de la voie d’analyse. De la même façon que pour les aberrations de la voie commune, les aberrations de hauts-ordres ne peuvent être corrigées par le système, et dégradent directement la qualité des images en plan focal de la voie scientifique.

Nous étudierons premièrement les aberrations mesurées par l’analyseur dans la sous-section [6.2.1](#), en cherchant à identifier leur sources, à les quantifier et ainsi à évaluer l’impact de ce terme d’erreur au niveau des performances de la voie scientifique. Nous aborderons de la même façon les aberrations non corrigées dans la sous-section [6.2.2](#). L’ensemble des populations d’aberrations étudiées dans les prochaines sections sont synthétisées dans le tableau [6.1](#).

TABLE 6.1 – Synthèse des aberrations internes du système {ODISSEE, MéO, train coudé}, répartition en population corrigeable ou non corrigeable.

Aberrations	Corrigées	Non corrigées
Communes	- Déformée MD au repos - Désalignement banc - Aberrations MéO - Aberrations train coudé	- Défauts de remise à plat MD - Aber. opt. hauts-ordre : banc, MéO et train coudé
Différentielles	- NCPA de bas-ordres	- NCPA de hauts-ordres

6.2.1 Contribution des aberrations internes à l'erreur de sous-modélisation

Nous étudions donc dans cette section la contribution des aberrations internes à l'erreur de sous-modélisation du miroir déformable. Il s'agit d'étudier les aberrations de la voie commune, corrigées par le système. Nous chercherons pour ce faire à quantifier la dynamique MD nécessaire à la compensation de ces aberrations, et nous la mettrons en regard de celle requise pour corriger la turbulence dans les conditions de Calern (cf. chapitre 5).

Ces aberrations, mesurées par l'analyseur, sont obligatoirement localisées sur la voie dite commune du système complet, du miroir primaire de MéO (**M1**) jusqu'au module de référence du banc ODISSEE (cf. Schéma du banc figure 5.11). Il s'agit également d'aberrations de fréquence spatiale suffisamment faible pour pouvoir être mesurées et compensées par le système. Dans notre cas nous estimons que sur la base des polynômes de Zernike, les aberrations optiques jusqu'à l'ordre radial 9 inclu sont corrigées (dans l'approximation fréquence spatiale/ordre radial donnée dans [Conan, 1994]). On parlera en conséquence d'aberrations bas-ordres de la voie commune. On distinguera par la suite la voie commune du banc, depuis le module d'adaptation en entrée du banc jusqu'au module de référence, de la voie commune du système MéO+banc, qui englobe le trajet de la lumière depuis le télescope jusqu'au module de référence du banc.

Nous avons identifié un certain nombre de sources potentielles d'aberrations sur la voie commune du système, énumérées et commentées ci-après :

1. **Télescope** : elles ont pour origine les contraintes mécaniques et flexions exercées par le lourd tube en acier sur les miroirs de MéO. Le miroir primaire **M1** est également susceptible de se déformer sous son propre poids. Nous avons vu également que les variations thermiques pouvaient induire des variations de la focale du télescope jusqu'à $1,5\mu\text{m PV}$. Ces aberrations vont de manière générale dépendre de la position en alt-azimuth du télescope, et des conditions météorologiques. Ainsi, elles sont amenées à varier de manière notable lors de la poursuite d'un satellite à travers le ciel. Elles seront considérées comme statiques sur une cible stellaire, mais dépendantes de sa position.
2. **Train coudé** : ces aberrations ont pour origine des désalignements entre axes optique et mécanique. A l'instar des aberrations introduites par le télescope, elles dépendent de la position en alt-azimuth, et sont considérées comme statiques sur étoile.
3. **Optiques de la voie commune d'ODISSEE** : elles ont pour origine au premier ordre

les défauts d'alignement et de réglage de la voie commune du banc ODISSEE. Elles évoluent possiblement sur la journée suivant les interventions réalisées sur le banc. Elles sont considérées comme statiques à l'échelle d'une acquisition.

4. **Miroir Déformable** : elles sont dues à la surface du MD au repos, qui en l'absence de tensions sur ses actionneurs est fortement aberrée. Ces aberrations évoluent avec l'âge du composant, mais sont statiques à l'échelle d'une campagne. La dynamique nécessaire à sa remise à plat est étudiée dans [Petit, 2006] et évaluée à 20% de la course disponible. Ces aberrations sont également sises sur la voie commune du banc ODISSEE.

Les aberrations introduites par la seule voie commune du banc, incluant les contributions des optiques et du MD (points 3+4), sont évaluées en boucle fermée sur source de calibration. Les tensions de correction envoyées au miroir déformable sont utilisées pour reconstruire directement la phase de correction en utilisant les fonctions d'influence du SAM88². On élimine les fluctuations liées à la turbulence locale du banc en moyennant temporellement les séries de tensions. L'allure typique de la phase de correction appliquée par le MD est assimilée directement aux aberrations internes bas-ordres de la voie commune. Son allure typique est présentée sur la figure 6.7. On remarque la présence d'un fort astigmatisme, dont l'origine principale bien connue est la déformée du SAM88 au repos. La figure 6.8 donne l'évolution de la déformée mécanique PV du MD, en fonction des interventions réalisées sur le banc, et de la configuration (séparatrice utilisée, filtre interférentiel, etc...).

- Dans une configuration nominale, une course de $2,3\mu\text{m}$ mécanique PV est requise uniquement pour corriger les aberrations de la voie commune du banc, ce qui représente 20 à 25% de la course du MD. **Cette valeur correspond à la dynamique utilisée par le MD pour se remettre à plat, c'est donc principalement lui qui conditionne les aberrations de la voie commune du banc.**
- On remarque également une augmentation notable des aberrations corrigées par adjonction de filtres sur la voie commune du banc. Il s'agit notamment d'un défocus (augmentation de 1rad par rapport à la configuration nominale du banc) et d'une coma (1rad supplémentaire également). Cela peut limiter leur utilisation à des conditions de turbulence favorables où le risque de saturation reste faible.

Maintenant que nous avons identifié la contribution du banc aux aberrations du système, nous nous intéressons aux aberrations sur l'ensemble du système (points 1+2+3+4). La démarche suivie est équivalente, en considérant cette fois-ci les données en boucle fermée sur source stellaire. Les aberrations étudiées sont de la sorte supposées statiques pour une cible donnée. L'allure typique de la phase de correction statique pour l'ensemble du système est donnée figure 6.9. On remarque la rotation de la pupille, le dérotateur n'étant pas opérationnel pour l'acquisition de ces données.

- En moyenne, une course de $4,5\mu\text{m}$ mécanique PV est requise pour compenser les aberrations du système, depuis le télescope jusqu'au module de référence d'ODISSEE, ce qui représente 45% de la course du MD. C'est une augmentation notable de la dynamique utilisée par le MD pour corriger les aberrations du système, par comparaison à celle requise pour corriger les seules aberrations du banc. **Il reste donc en première approximation 50% de course pour corriger la turbulence**, ce qui représente $5\mu\text{m}$ mécanique PV.

2. Caractérisées antérieurement à ma thèse en 2011

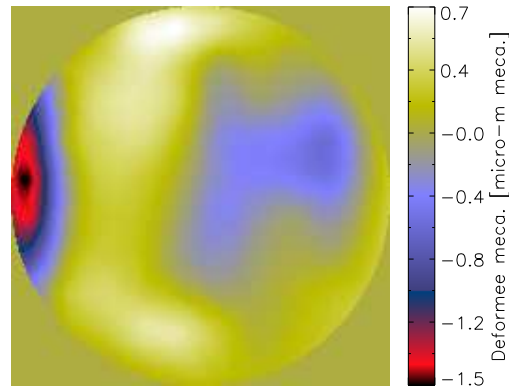


FIGURE 6.7 – Phase statique de correction introduite par le miroir déformable pour corriger les aberrations de bas-ordres de la voie commune du banc. L'image représente la déformée mécanique du MD.

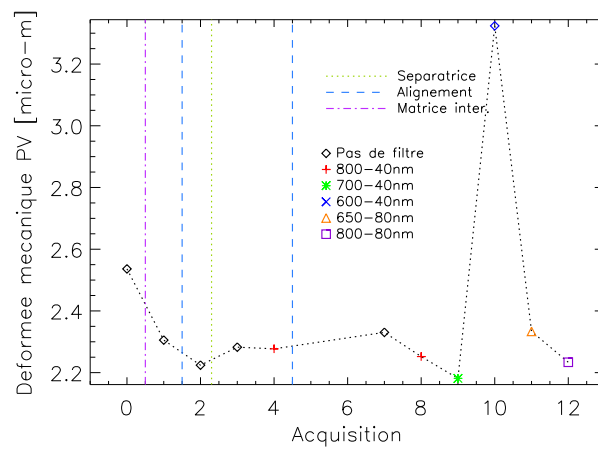


FIGURE 6.8 – Évolution des aberrations corrigées par le MD (déformée PV mécanique) en fonction des interventions sur le banc (changement de séparatrice, ré-alignement du banc, acquisition d'une nouvelle matrice d'interaction) et des filtres interférentiels placés sur la voie communes.

- **Cette course est plus que suffisante pour la turbulence du site de Calern**, étant donné un D/r_0 typique de 16 à 635nm, et une grande échelle de 3m : la course requise est alors de $1\mu\text{m}$ PV mécanique seulement. Cela reste vrai même dans les pires conditions de turbulence rencontrées ($D/r_0 > 25$), et sans prendre en compte les effets de l’échelle externe.

Il est intéressant également d’observer l’évolution des aberrations de la phase de correction en fonction de la position en alt-azimuth du télescope. La figure 6.10-gauche donne les aberrations de la phase de correction, évaluées sur toutes les acquisitions, représentées en fonction de l’élévation. L’azimuth varie également sur les données, c’est pourquoi cette courbe ne permet pas de discriminer les effets de la position en élévation de ceux en azimuth. Néanmoins, elle permet de constater les fortes variations de ces aberrations en fonction de la position du télescope, de l’ordre de $\pm 0,25\mu\text{m}$ mécanique rms. La figure 6.10-droite montre ces évolutions en fonction de l’élévation. La phase de correction est représentée pour des étoiles à plusieurs élévations, à azimuth constant. On y remarque la propension des aberrations à augmenter quand l’élévation diminue. Cela s’explique très bien par l’augmentation des contraintes mécaniques exercées sur le tube de 10t du télescope, quand ce dernier se rapproche de l’horizontale.

On peut conclure cette section en considérant que la course du MD est suffisante pour corriger à la fois les aberrations du système et la turbulence du site de Calern. Les aberrations de la voie commune du système n’induisent pas de saturations, et ne contribuent donc pas au budget d’erreur d’ODISSEE.

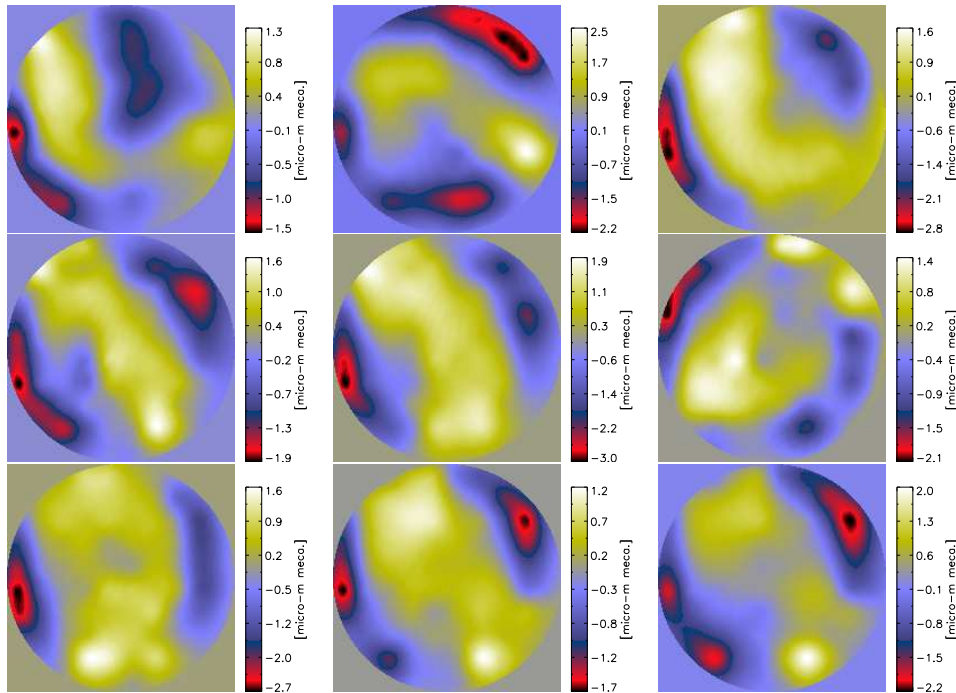


FIGURE 6.9 – Phase de correction [μm mécanique] appliquée par le MD pour compenser les aberrations de la voie commune du banc depuis le télescope jusqu’à la séparation entre voies scientifique et d’analyse. L’absence de dérotation de pupille pendant ces acquisitions est responsable de la rotation du motif que l’on peut remarquer sur les différentes images.

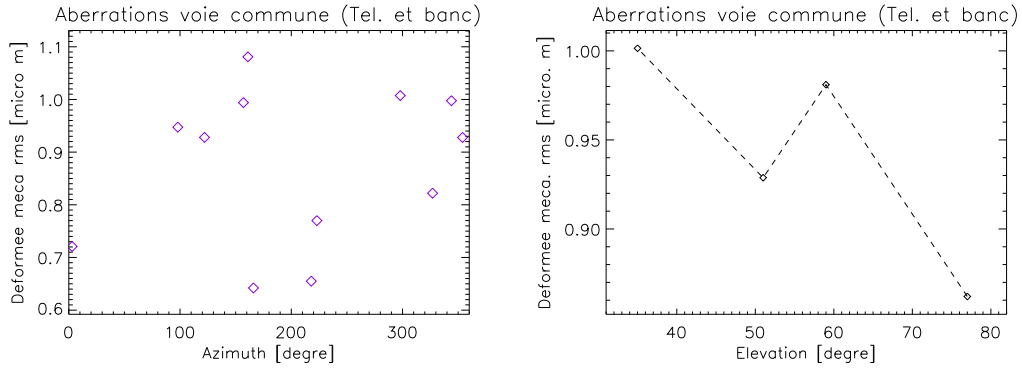


FIGURE 6.10 – Évolution des aberrations de la voie commune en fonction de la position du télescope en Alt-Azimuth. Gauche : aberrations introduites par le train coudé et le télescope, représentées en fonction de l’azimuth. Droite : évolution des aberrations introduites par le train coudé et le télescope en fonction de l’élévation, à azimuth constante (entre 107 et 114°).

6.2.2 Quantification des aberrations internes non corrigées du banc

Non mesurées et non corrigées par l’Optique Adaptative, les aberrations statiques du système dégradent directement les performances obtenues sur la voie scientifique. Elles constituent donc une limite du système en termes de qualité d’image, qu’il est important de quantifier. Ces aberrations se retrouvent sur la voie scientifique du banc, et ont pour origines potentielles :

1. Défauts de remise à plat du miroir déformable, du fait de son nombre fini d’actionneurs. Ils ont été évalués à 30nm rms optiques, soit $\sigma_{MD}^2 = 0,088 rad^2$ à 635nm, grâce aux travaux présentés dans [Petit, 2006]. L’état du miroir a été contrôlé de nouveau en 2011, et a été jugé stable.
2. Aberrations de hauts ordres des optiques de la voie commune du banc.
3. Aberrations de hauts ordres des optiques du train coudé et du télescope. Il n’est pas évident de les mesurer expérimentalement, en sachant de plus qu’elles évoluent potentiellement suivant la position du télescope. On les écarte donc de cette étude, en considérant uniquement les aberrations du banc
4. Aberrations différentielles entre la voie commune et la voie scientifique du banc, dites aberrations non commune (NCPA).

Notons que l’acquisition de pentes de référence à l’aide d’une source placée avant la séparation voie ASO/scientifique (réalisée par une lame séparatrice) permet de minimiser la contribution des aberrations de la voie d’analyse aux NCPA. Outre les aberrations introduites par les optiques de la voie scientifique, les NCPA sont ainsi principalement constituées des aberrations différentielles entre transmission et réflexion de la lame séparatrice.

N’ayant pu caractériser indépendamment chacune des sources d’aberrations non corrigées sur le banc, nous proposons de les évaluer à partir de leur impact global sur la voie scientifique. Cela suppose que la qualité d’image obtenue en boucle fermée soit uniquement limitée par les aberrations internes du banc non corrigées par l’OA. Pour cela, nous travaillons sur source de calibration interne en entrée du banc dans de très bonnes conditions de RSB. En supposant la

turbulence locale négligeable et corrigée en grande majorité par l’OA, nous pouvons considérer également l’absence d’erreur temporelle, de sous-modélisation et de repliement liées à des perturbations dynamiques dans le budget d’erreur.

La qualité d’image présentée sur la figure 6.11 a été obtenue après un réglage optimal d’ODISSEE, de manière à pouvoir minimiser les aberrations de la voie commune du banc. Dans ces conditions, nous avons vu également dans la section 6.1 que l’erreur de calibration de l’OA était négligeable. Il est dans ces conditions de faibles aberrations possible d’assimiler la fréquence de coupure de la fonction de transfert optique (FTO, figure 6.11-bas) à la limite de diffraction, et donc à l’échantillonnage de la caméra d’imagerie. On trouve ainsi un sur-échantillonnage de 1,47x la fréquence de Shannon à 635nm (la précision numérique sur l’échantillonnage est estimée à $\pm 0,005$). Cet échantillonnage nous permet d’évaluer le Rapport de Strehl de la Fonction d’Étalement du Point (FEP) de la figure 6.11 à 84% à 635nm. Il s’agit de la performance ultime du banc, uniquement limitée par ses aberrations statiques. Du fait de cette très bonne performance, on peut assimiler le rapport de Strehl à une énergie cohérente, et ainsi évaluer expérimentalement la variance des aberrations internes du banc non corrigées par l’OA à $0,174\text{rad}^2$.

Nous pouvons raisonnablement supposer que ces aberrations internes non corrigées sont principalement introduites par les défauts hauts-ordres de remise à plat du MD, et par les NCPA. En effet, les optiques du banc sont par dimensionnement réalisées pour minimiser les aberrations, et sont de bonne qualité, en dehors de la qualité d’alignement supposée optimale. Les défauts du MD représentent $0,088\text{rad}^2$ des $0,174\text{rad}^2$ totaux. En faisant l’hypothèse que les NCPA sont principalement de bas-ordres, nous pouvons évaluer leur contribution à approximativement $0,086\text{rad}^2$. Cela représente moins de 30nm rms. A ce niveau de précision, il semble inutile d’avoir recourt en plus à une compensation des NCPA par technique type diversité de phase, qui permettrait, dans le meilleur des cas, d’augmenter légèrement la performance jusqu’à 91% de Rapport de Strehl. On retrouve à ce niveau la performance obtenue en laboratoire sur BOA dans [Sauvage *et al.*, 2007].

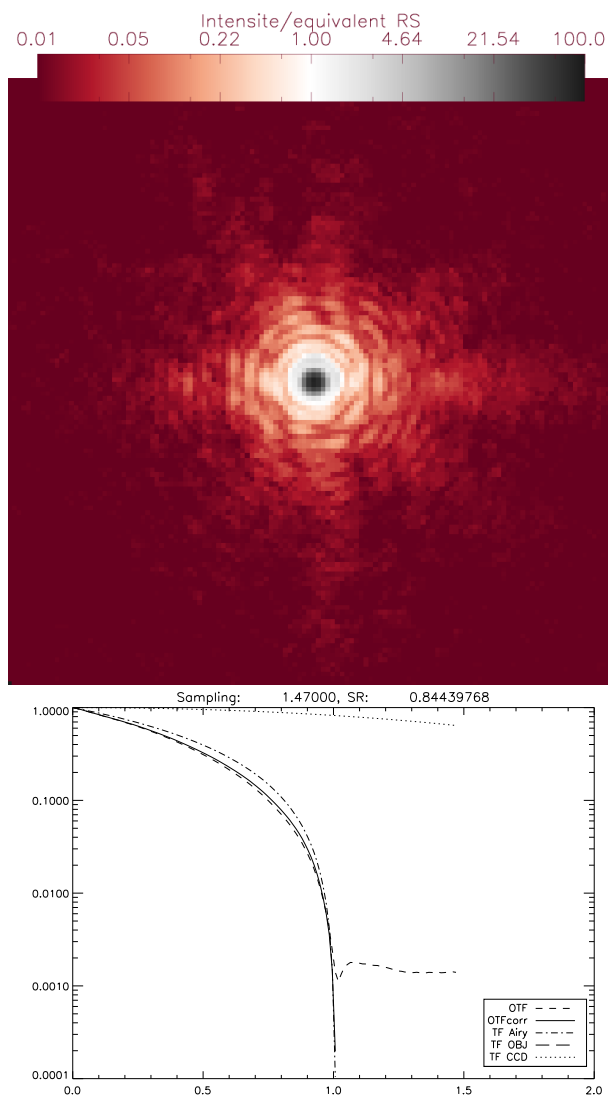


FIGURE 6.11 – FEP interne sur source de calibration laser 635nm, après alignement optimal du banc. Le Rapport de Strehl est évalué à 84% sans compensation des NCPA. Il s'agit de la performance optimale en imagerie. On représente également sa FTO (bas, courbe noire), que l'on compare à la FTO de la diffraction en trait-points. L'image étant limitée par la diffraction, on peut associer la fréquence de coupure à l'échantillonnage du détecteur.

6.3 Étude de la dynamique temporelle de l’OA

Après avoir étudié les contributeurs statiques au budget d’erreur d’ODISSEE, nous nous intéressons maintenant aux caractéristiques temporelles de la boucle d’asservissement. Le RTC actuel n’est pas optimisé du point de vue matériel et de l’implantation des codes de calcul pour une cadence de 1500Hz. Pour pouvoir la supporter dans le cadre de l’imagerie de satellite, il est nécessaire d’alléger au mieux les temps de calcul. Pour cela, une méthode de seuillage peu gourmande est utilisée afin de préserver les performances en termes de retard et de minimiser ses variations (*jitter*). Il s’agit d’un seuil appliqué à toute l’image de la pupille suivant une valeur de consigne en ADU, autrement appelé seuil « statique ». Pour l’observation astronomique, il est possible de sacrifier la cadence de la boucle pour une méthode de seuillage plus performante vis-à-vis des fluctuations spatiales et temporelles des intensités. Ainsi, nous utilisons dans ce cas la méthode dite « dynamique », qui consiste à calculer le seuil en ADU à chaque trame pour chaque sous-pupille, en fonction du maximum de flux sur la sous-pupille considérée et de la consigne en pourcentage de ce maximum.

L’architecture du RTC conduit à une augmentation potentielle du retard de l’asservissement dans chacune de ces configurations, responsable d’un accroissement du résidu de correction autrement appelé erreur temporelle. Il est donc important d’étudier ici ces aspects temporels au travers de l’évaluation du retard de la boucle, que nous évaluons en particulier via la Fonction de Transfert de Réjection (FTR). En l’absence de bruit, elle est définie par :

$$|FTR|^2 = \frac{|TF(\phi_{res})|^2}{|TF(\phi_{turb})|^2} \quad (6.6)$$

Avec $|TF(\phi_{res})|^2$ et $|TF(\phi_{turb})|^2$ respectivement les Densités Spectrales de Puissance (DSP) de la phase en boucle fermée et en boucle ouverte. Pour l’évaluer expérimentalement, nous utilisons la méthode approchée décrite dans [Dessenne, 1998]. Elle nécessite premièrement le même bruit en boucle fermée et boucle ouverte, ce qui est respecté dans les conditions de fort flux sur source de calibration laser du banc. Elle requiert ensuite l’absence de repliement dans les mesures. Pour cela, nous générons la phase turbulente par le MD lui-même, avec de petites perturbations pour respecter la linéarité de l’analyseur. Elles sont générées suivant une statistique Kolmogorov, ce qui permet d’exciter tout le spectre. La FTR est calculée par la méthode approchée sur tous les moteurs, et moyennée ensuite sur leur ensemble en supposant une réponse homogène, ce que nous avons vérifié.

On compare sur la figure 6.12 les FTR mesurées dans ces différentes configurations. Sur la figure 6.12a, on a représenté la FTR à la cadence maximale permise par la caméra d’analyse, 1500Hz, avec un seuillage statique. On lui compare la figure 6.12b-gauche, obtenue à 750Hz avec la même méthode de seuillage. Enfin, la figure 6.12b-droite donne la FTR dans le cas d’un seuillage dynamique. Notons que le gain intégrateur diffère d’une acquisition à l’autre, et est responsable ainsi au premier ordre des variations de bande passante que l’on observe sur les graphes d’une configuration à l’autre. Ces configurations sont reportées dans le tableau 6.2, et numérotées de 1 à 3. Pour chacune, nous ajustons aux FTR expérimentales une FTR théorique étant donné le gain expérimental utilisé, en jouant sur le retard de la boucle, dernier paramètre libre (colonnes « Mesure expérimentale »). De cette évaluation du retard, nous déduisons un gain maximal pour respecter les marges de stabilités, et ce faisant une bande passante maximale

à 0dB (colonnes « Caract. tempo. »). Les gains et bandes passantes maximaux théoriques en fonction du retard de la boucle sont donnés figure 6.13.

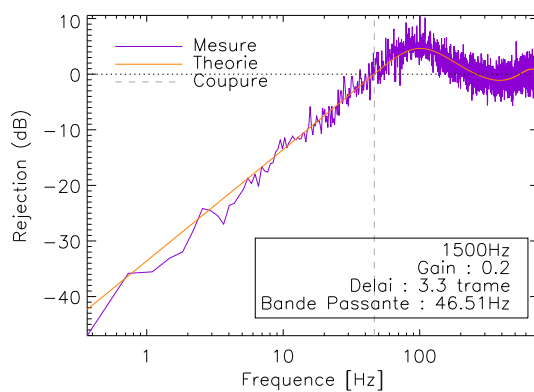
A 1500Hz avec seuil statique (1), le retard de la boucle est limité par le temps de calcul du RTC, et vaut 3,3 trames ASO, contre 2,1 à 750Hz dans les mêmes conditions (2). En conséquence, le gain maximal autorisé pour garantir une marge de phase de 45° passe de 0,48 à 750Hz, à 0,27 à 1500Hz, et la bande passante maximale à 0dB n'augmente que de 6Hz. Le coût en calcul de la méthode de seuil dynamique (3) est également responsable d'une augmentation du retard de la boucle, qui passe de 2,1 (2) à 2,3 trames. Le gain maximal est alors de 0,43, et la bande passante correspondante de 42,95Hz. **Ces bandes passantes sont plus que suffisantes dans le cadre d'observations astronomiques à vitesse de poursuite stellaire, pour les vitesses de vent typiques du site de Calern étudiées au chapitre 5 (1-10m/s). Néanmoins, elles restent en deçà des spécifications pour l'imagerie de satellite (BP=200Hz cf. section 5.4). L'erreur temporelle risque d'augmenter de manière drastique sur ce type d'objet.**

Pour améliorer ce dernier point, l'intégration d'un RTC plus puissant offrirait un gain notable sur la performance. Il permettrait dans des conditions nominales de deux trames de retard, de travailler avec un gain maximal de 0,514 et une bande passante de 102,8Hz pour une cadence de 1500Hz.

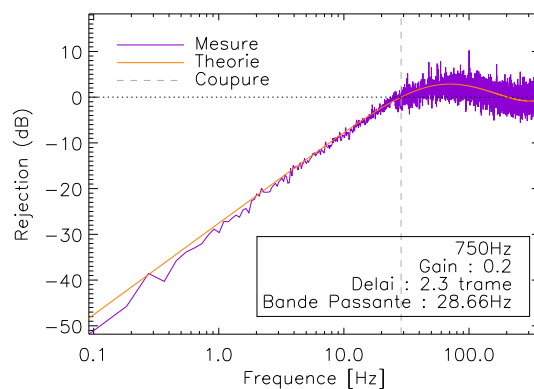
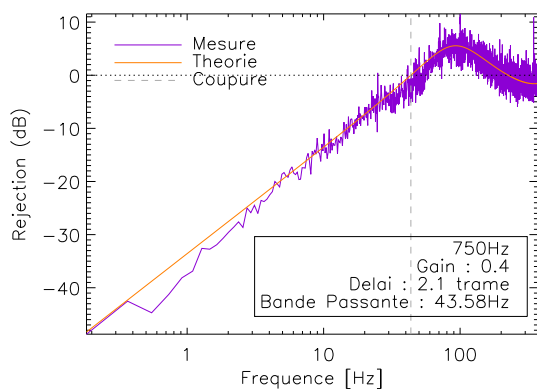
Pour conclure, il est important de constater que dans l'état actuel du RTC, l'intérêt de conserver une cadence d'asservissement de 1500Hz est limité du fait de la faible différence en termes de bande passante avec une cadence de 750Hz. Il est dans ces conditions plus intéressant de ne pas sacrifier le temps d'intégration et ainsi le RSB. On préfère ainsi par la suite travailler à 750Hz. Dans le cadre de l'observation astronomique, nous sacrifions de plus une part supplémentaire de la bande passante pour utiliser la méthode de seuillage dynamique (3). A ce propos, un gain modal optimisé permettrait de mieux exploiter la bande passante disponible vis-à-vis des conditions de flux. On pourrait alors envisager de travailler à une cadence supérieure à 750Hz sans pertes de RSB notables. Nous étudions avec ces considérations le bilan photométrique d'ODISSEE dans la section suivante.

TABLE 6.2 – Caractéristiques temporelles de l'OA d'ODISSEE évaluées sur les FTR expérimentales du banc. De la mesure expérimentale de FTR nous déduisons un retard, qui nous permet de calculer numériquement des gains et bandes passantes à 0dB maximaux respectant les marges de phases.

	Configuration			Mesure expérimentale		Caract. tempo.	
	Seuillage	Cadence	Gain	Retard	Bande Passante	Gain max.	BP max.
1	Statique	1500Hz	0,2	3,3	46,51Hz	0,27	54,15Hz
2	Statique	750Hz	0,4	2,1	43,58Hz	0,48	48,02Hz
3	Dynamique	750Hz	0,2	2,3	28,66Hz	0,43	42,95Hz



(a) 1500Hz seuillage statique



(b) 750Hz ; Gauche : seuillage statique ; Droite : seuillage dynamique

FIGURE 6.12 – FTR d'ODISSEE sur tensions de perturbations dans plusieurs configurations, et comparaison à la théorie.

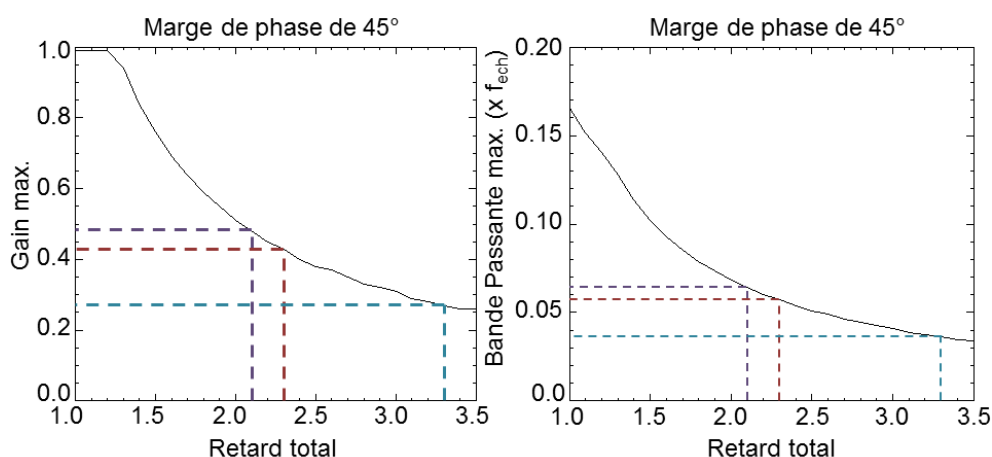


FIGURE 6.13 – Calcul numérique des gains (gauche) et bandes passantes (droite) maximaux théoriques autorisés pour garantir une marge de phase de 45° , en fonction du retard total de l'asservissement. La bande passante est normalisée et doit être multipliée par la fréquence d'échantillonnage de la boucle f_{ech} . On a repéré sur chacune des courbes les trois configurations étudiées.

6.4 Bilan photométrique du banc

Dans chacune des précédentes sections nous avons écarté les termes d'erreur liés au bruit de mesure propagé dans le système. Afin de clore ce chapitre sur l'analyse des contributeurs au budget d'erreur, il nous reste en toute logique à étudier cet aspect, ainsi que les limitations d'ODISSEE en termes de flux.

Sur la voie d'analyse, nous devons en premier lieu étudier les régimes de bruit et les performances en optique adaptative suivant le type et la luminosité de la cible. Dans le cas de l'imagerie de satellite, le but est de pouvoir estimer une magnitude limite de correction. Pour les autres thématiques de recherche attachées à ODISSEE, il s'agit de pouvoir spécifier les types d'analyseurs ou de composants intégrables sur le banc. En ce sens, la validation ciel d'un ASO couplé à une caméra RAPID nécessite une validation préalable des bilans de flux, du visible au proche infrarouge, pour les travaux d'intégration futurs.

Sur la voie scientifique, nous souhaitons ensuite étudier la formation d'image en large bande, spécifiée pour l'imagerie de satellite compte tenu des faibles transmissions au foyer coudé de MéO. L'objectif scientifique est à terme de pouvoir affiner les noyaux de déconvolution pour exploiter au mieux les images corrigées par optique adaptative. Cette étude sera reprise en ce sens au chapitre 10.

Dans cette étude il nous faut donc considérer plusieurs types de cibles, du satellite à l'étoile de type spectral donné, ainsi que les multiples configurations d'ODISSEE, afin de couvrir l'ensemble des domaines d'application du banc. Nous étudierons ainsi les deux configurations principales du banc. Dans la première nous utilisons une lame séparatrice « 10/90 », qui réfléchit 10% de la lumière quelque soit sa longueur d'onde, et transmet le complémentaire vers la voie d'analyse. La seconde séparatrice utilisée est une lame dichroïque « D850 » qui réfléchit une bande de 100nm centrée autour de 850nm vers la voie scientifique, et transmet le complémen-

taire vers la voie d’analyse. Initialement, ces deux lames (ainsi que d’autres) ont été approvisionnées sur le banc pour permettre d’optimiser les conditions d’acquisition sur la voie scientifique : maximisation du flux, réduction des effets chromatiques, ou choix de conditions de turbulence plus favorables. Il est intéressant ici de pouvoir étudier finement et confirmer ces aspects, à la lumière des caractérisations réalisées pendant la thèse.

Nous tenterons de répondre à ces objectifs dans les sous-sections suivantes. Il s’agira premièrement d’étudier la réponse spectrale du banc, puis d’en déduire un bilan de flux.

6.4.1 Étude expérimentale de la transmission spectrale du banc

Nous étudions donc ici dans un premier temps la transmission spectrale du banc, sur sa voie d’analyse et sa voie scientifique. Nous discuterons des choix de configurations, et des bandes spectrales disponibles, avant d’étudier le domaine effectivement utilisé par les détecteurs actuels du banc, et les conséquences que cela a sur son fonctionnement.

Mesure des spectres de transmission :

Elle est réalisée à l’aide d’un spectromètre fibré *AvaSpec-2048* de la marque *Avantes*, sensible de 200 à 1100nm avec une résolution de l’ordre du nanomètre. Une source lumineuse à incandescence est utilisée en entrée du banc. Le rapport entre le spectre mesuré en un point donné du banc et celui de cette source nous donne le spectre de transmission du banc jusqu’au point considéré. La mesure est ainsi réalisée en entrée des micro-lentilles sur la voie d’analyse, et du foyer d’imagerie sur la voie scientifique, pour obtenir respectivement les spectres de transmission de ces deux voies. Il s’agit à ce stade de spectres relatifs. Pour qu’ils soient homogènes à un taux de transmission, nous les recalons à l’aide d’une mesure de puissance à 635nm.

Soient T_{ASO} et T_{ima} les spectres de transmission obtenus, présentés sur la figure 6.15 respectivement à gauche et à droite.

- **Transmission spectrale de la voie scientifique :** Du fait du choix de maximiser le flux sur la voie d’analyse pour la mesure de front d’onde, le taux de transmission sur la voie scientifique est amoindri, jusqu’à un facteur 30 pour la lame 10/90. On notera également que la lame dichroïque ne réjecte que 95% environ du flux hors bande passante. Le résidu est notable si on considère la réjection d’un filtre interférentiel standard, inférieure à 0,1%. **En conséquence, cette configuration ne permet pas de travailler pleinement dans les conditions de bandes étroites escomptées pour l’imagerie. Nous avons dans ce sens pu constater lors des campagnes le caractère polychromatique des images acquises avec la lame dichroïque. Nous avons également pu constater que les images étaient affectées de chromatisme de grandeur pour les cibles basses sur l’horizon, en l’absence d’une compensation par l’ADC. Ce qui nous limite aux cibles proches du zénith. Ces spectres constituent donc une donnée très importante pour l’étude de la formation d’images en large bande sur la voie scientifique d’ODISSEE, abordée au chapitre 10.**
- **Transmission spectrale de la voie d’analyse :** Nous identifions très bien sur les spectres la réjections des longueurs d’onde inférieures à 450nm provoquées par les traitements anti-reflets des optiques dioptriques du banc (spécifiée lors du dimensionnement optique,

et dont on peut voir le gabarit sur la figure 6.14). On note par contre une transmission constante et ce jusque dans le proche infra-rouge (dans le cas de la séparatrice 10/90). **Cette transmission spectrale très large bande est intéressante sur la voie d'analyse, car elle serait pleinement exploitée par un détecteur tel que RAPID. Ce dernier a en effet une réponse panchromatique de 400nm à 3 μ m, et il serait alors envisageable soit de travailler sur toute la bande, soit de différencier visible et proche IR à l'aide de filtres.**

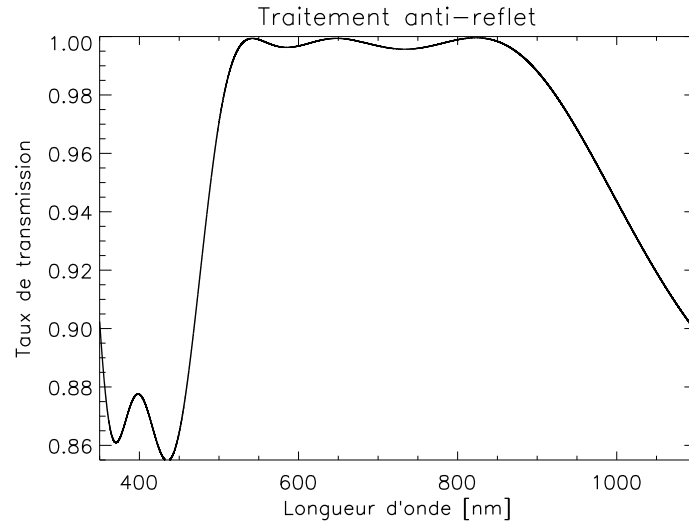


FIGURE 6.14 – Gabarit de transmission des traitements de surface anti-reflet des optiques dioptriques du banc.

Prise en compte des rendements quantiques détecteurs et déduction du spectre des images :

Nous multiplions T_{ASO} (respectivement T_{ima}) par le rendement quantique de la caméra d'analyse OCAM (respectivement de la caméra d'imagerie PCO). Ces spectres « détecteurs » sont présentés sur la figure 6.16. Nous ne tenons pas compte encore de la transmission du télescope et du train coudé de MéO, évalué à 30% à 635nm.

- Le capteur « Silicon Deep depletion » de la caméra OCAM, possédant une sensibilité accrue dans l'IR proche et un rendement quantique maximal avoisinant 90%, est très bien adapté à la voie d'analyse.
- A l'opposé, les performances moins bonnes du CMOS de la voie scientifique diminuent fortement le flux collecté, puisque le taux de transmission spectrale n'atteint maintenant plus que 3% au mieux, hors MéO. Compte tenu des bas flux transmis, il est difficile d'ajouter un filtre sélectif après la séparatrice pour retrouver des images monochromatiques et limiter les effets de la dispersion atmosphérique sans ADC sur la voie d'imagerie. Le flux sur la voie scientifique peut également être limitant pour l'imagerie de satellite, où des courtes poses sont requises. En astronomie, des poses longues sont à l'opposé nécessaires, ce qui n'est néanmoins pas permis du fait du temps de pose maximal de 100ms sur la PCO. **La caméra d'imagerie est donc peu adaptée à nos besoins.**

Le spectre des images acquises sur chacun des deux détecteurs est déduit à partir du spectre détecteur, et du spectre de la cible observée. Nous avons superposé à ce propos sur la figure 6.16 les luminances normalisées pour trois corps noirs : Un corps chaud à 9600K, correspondant au cas d'une cible stellaire semblable à Vega (type spectral A0-V), une étoile de type solaire (G5-V), pouvant être assimilée à l'observation d'un satellite, et une étoile froide à 3200K, correspondant à Proxima centauri (M5-V).

Compte tenu des allures sur la voie d'analyse, on peut s'attendre à ce que les deux séparatrices permettent au premier ordre de collecter sensiblement le même flux. Sur la voie scientifique, on peut s'attendre à ce que la séparatrice 10/90 soit un peu plus adaptée à des cibles chaudes, à l'opposé de la D850, adaptée à des cibles de type solaire ou à des étoiles très rouges.

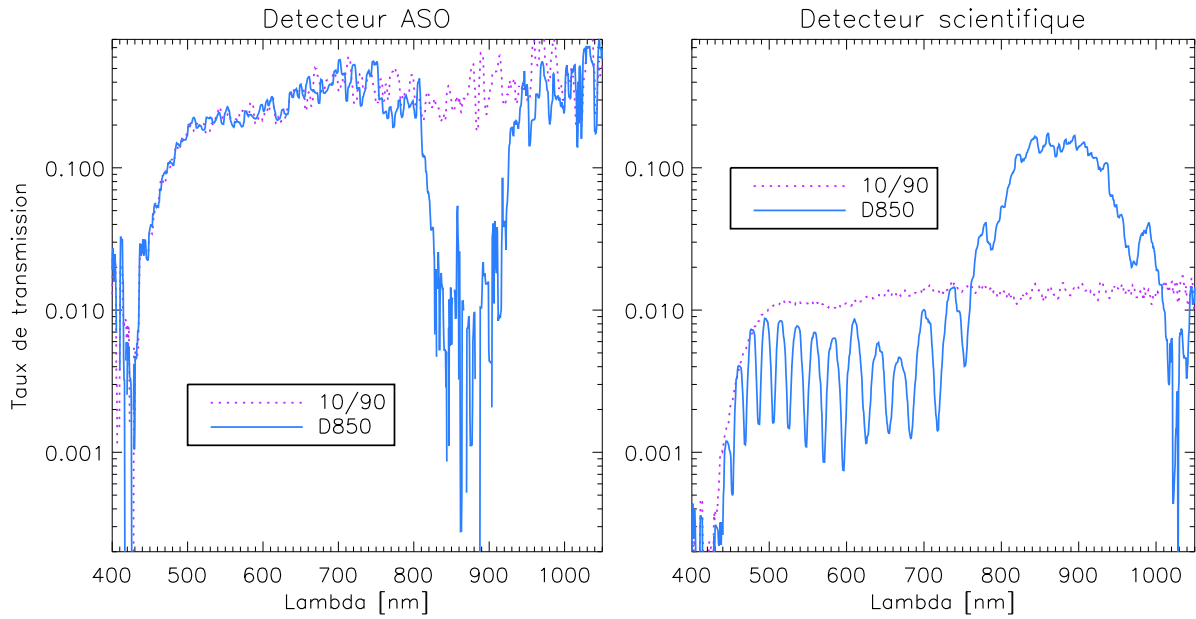


FIGURE 6.15 – Spectres de transmission des voies scientifique T_{ima} et d'analyse T_{ASO} , pour les deux séparatrices utilisées sur le banc : séparatrice 10/90 (trait pointillé) ; lame dichroïque 850nm (ligne continue).

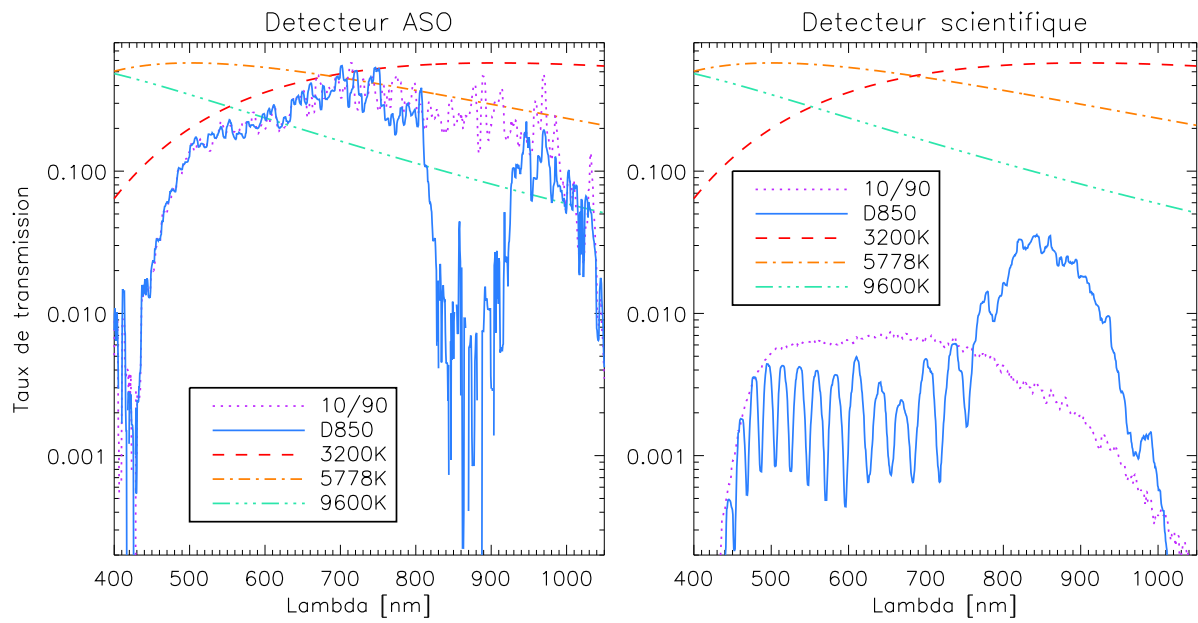


FIGURE 6.16 – Spectres de transmission sur les détecteurs ASO et scientifique. On a pris en compte le rendement quantique des détecteurs. On y a superposé les allures de luminance du corps noir pour trois types de cibles : étoile de type solaire ou satellite (corps noir à 5778K) ; étoile froide de type spectral M5-V (*Proxima Centauri*) ; étoile chaude de type A0-V (*Vega*). On a représenté les taux de transmission pour la séparatrice 10/90 (pointillés) et pour la lame dichroïque 850nm (ligne continue).

6.4.2 Bilan de flux et propagation de bruit

Les spectres de transmission mesurés dans la précédente sous-section nous permettent maintenant d'établir un bilan de flux sur les détecteurs effectivement intégrés. Nous considérons uniquement ces aspects sur la voie d'analyse, les aspects photométriques de la voie scientifique étant moins critiques dans le cadre des travaux de cette thèse. Du point de vue de l'analyse de front d'onde, il s'agit notamment de borner le terme d'erreur de bruit de mesure suivant les conditions expérimentales et les trois types de cibles précédemment considérées, auxquelles s'ajoute le cas d'un satellite en orbite basse (similaire au cas d'une étoile de type solaire, mais résolu sur le détecteur). Nous détaillons premièrement l'estimation du flux sur le détecteur ASO.

Calcul du flux sur le détecteur d'analyse :

Nous considérons une cible ponctuelle produisant un éclairement spectral $E(\lambda)$ au sol, calculé à partir de la luminance d'un corps noir (formule de Planck), et de sa magnitude apparente en bande V. Le détail du calcul figure en annexe B. Le nombre de photon-électrons primaires par sous-pupille et par trame N_{phe} , collectés sur le détecteur de rendement quantique $\eta(\lambda)$ de la voie d'analyse (de transmission T_{ASO}), est donné par intégration sur tout le spectre de :

$$N_{phe} = T_{atm} \times t_{exp} \times S_{eff} \times \int_{\lambda} \frac{E(\lambda)\lambda}{hc} \eta(\lambda) \times T_{banc}(\lambda) \times T_{MeO}(\lambda) d\lambda \quad (6.7)$$

Avec T_{atm} la transmission atmosphérique sur la ligne de visée, supposée de l'ordre de 70% au zénith dans des conditions favorables, t_{exp} le temps d'exposition, et S_{eff} la surface effective collectrice de lumière. Nous y avons également fait figurer le taux de transmission spectrale du télescope et du train coudé $T_{MeO}(\lambda)$. Dans notre cas, nous avons uniquement la mesure de cette transmission à 635nm : nous supposons au premier ordre que le télescope et le train coudé transmettent 30% de la lumière sur tout le spectre, ce qui est sûrement optimiste.

Nous présentons sur la figure 6.17 l'évolution de N_{phe} avec la magnitude en bande V, pour les trois types spectraux d'étoile étudiés, dans les deux configurations du banc (10/90 et D850). En accord avec les remarques de la section précédente, nous considérons une cadence de boucle de 750Hz.

On remarque que les flux sont un peu plus faibles avec la D850, du fait de la réjection de la bande centrée autour de 850nm vers la vois scientifique. Cette diminution est plus prononcée dans le cas d'une étoile froide (presque 30% de flux en moins), où le nombre de photons dans la bande coupée est plus important. La lame séparatrice 10/90 est donc la plus adaptée pour maximiser dans tout les cas le flux sur l'ASO. Néanmoins, cela constitue une perte de flux sensiblement faible, qu'il faudra mettre en regard des avantages de la D850 sur la voie scientifique (flux et formation d'image).

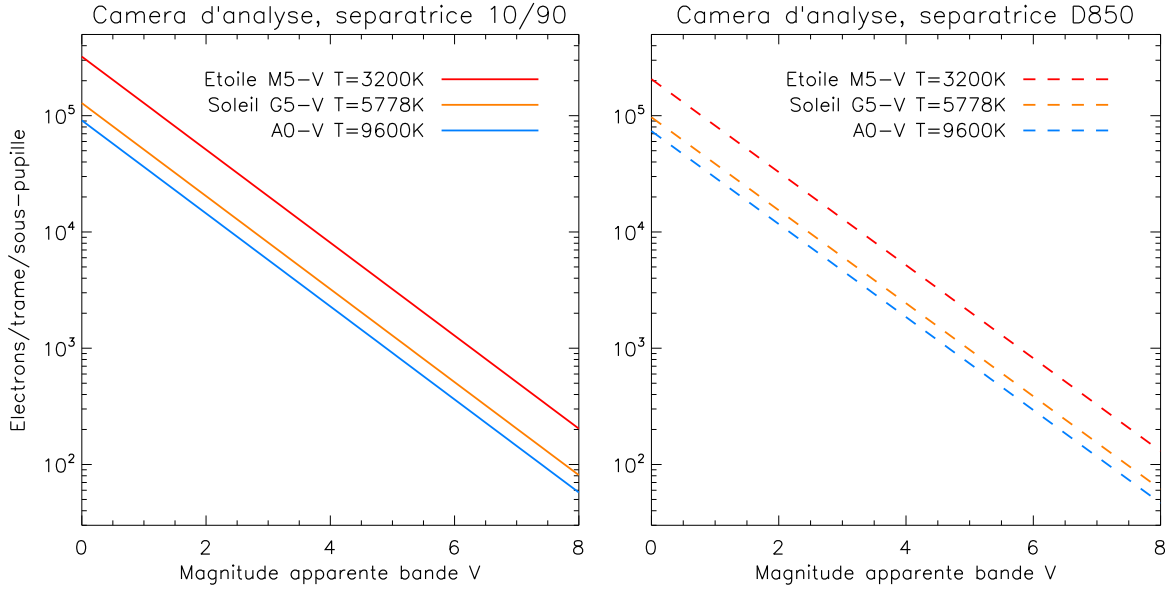


FIGURE 6.17 – Évolution du flux (en photo-électrons primaires) par sous-pupille en fonction de la magnitude en bande V, pour trois types spectraux d'étoile, et pour une cadence de 750Hz

Estimation de la magnitude limite :

Pour estimer cette magnitude limite, nous définissons un critère sur le terme de bruit de mesure propagé admissible $\sigma_{b,lim}^2$. Nous choisissons ainsi :

$$\sigma_{b,lim}^2 = 0,1 rad^2 \quad (6.8)$$

Il s'agit d'un critère sévère, qui nous assure que le bruit de mesure propagé ne domine en aucun cas le budget d'erreur, si l'on se réfère aux études des chapitres 7 à 9. Ce critère pourra être affiné suivant le besoin et l'application visée sur le banc pour les travaux futurs.

Nous allons ici déterminer le flux correspondant à ce bruit limite admissible, et en déduire la magnitude limite correspondante. Nous faisons l'hypothèse d'un régime de bruit dominé par le bruit de photon. Cela est raisonnable en constatant que les flux de la figure 6.17 sont bien supérieurs au bruit détecteur de la caméra ASO, $\sigma_{ron} \approx 0,1e^-$ en régime amplifié (cf. annexe A pour les résultats de caractérisation). La multiplication du signal primaire dans l'EMCCD est néanmoins responsable de l'amplification du bruit de photon du facteur d'excès $F = \sqrt{2}$.

La variance du bruit de photon en phase bord-à-bord de sous-pupille, $\sigma_{\Delta b}^2$, est donné dans [Nicolle, 2006] par :

$$\sigma_{\Delta b}^2 = \frac{\pi^2}{2 \ln(2)} \frac{F^2}{N_{phe^-}} \left(\frac{N_T}{N_D} \right)^2 \quad (6.9)$$

Nous y avons ajouté le facteur d'excès de bruit F pour figurer un régime amplifié. N_T et N_D sont le nombre de pixels dans la largeur à mi-hauteur respectivement de la tache image, et de la tache de diffraction. Étant donné l'échantillonnage des sous-pupilles à 0,5 fois Shannon à 635nm déterminé expérimentalement (cf. annexe A également), nous pouvons déterminer que

$N_D=2$ après application du seuil (et en supposant une FEP centrée entre 4 pixels). $\sigma_{\Delta b}^2$ est relié à $\sigma_{b,lim}^2$ à l'aide des coefficients de Rigaut-Gendron [Rigaut et Gendron, 1992], et il est aisé d'en déduire le flux correspondant à notre critère.

Nous déclinons ce calcul aux cas d'étude de cette section, avec une approche monochromatique simple pour la formation d'image sur chaque sous-pupille ASO dans un premier temps :

1. **Cas stellaire limité par la diffraction sur les imagerie** : $D/r_0=8$, soit $d/r_0=1$, d diamètre de la sous-pupille ramené à la taille de la pupille télescope. Dans ces conditions, nous calculons un flux limite admissible de $70phe^-/trame/sous - pupille$, et une magnitude limite comprise entre 9,75 et 7,5 suivant le spectre de l'étoile et la séparatrice en place.
2. **Cas stellaire limité par la turbulence sur les imagerie** : cette approche est plus réaliste que la précédente, si l'on considère les D/r_0 typiques du site de 16 et 25 à 635nm, pour des d/r_0 respectifs de 2 et ~ 3 . L'augmentation du bruit de photon avec le carré de la taille des imagerie ASO est un comportement du SH bien connu et observé à maintes reprises [Noel, 1997, Thomas *et al.*, 2006, Nicolle *et al.*, 2004]. En première approximation, nous pouvons en ce sens relier la largeur à mi-hauteur des spots ASO à la moyenne des fluctuations statistiques provoquées par la turbulence, et ainsi supposer une augmentation du bruit de photon $\sigma_{\Delta b}^2$ en $(d/r_0)^2$. Dans nos conditions typiques, le bruit de mesure est ainsi multiplié respectivement par 4 et 9, on perd donc entre 1,6 et 3,6 magnitudes sur la magnitude limite donnée dans le cas d'imagerie limitées par la diffraction.
3. **Observation de satellite** : on peut avec cette même hypothèse étudier le cas d'un asservissement sur satellite, en considérant cette fois-ci que les imagerie ASO ne sont plus limitées ni par la diffraction ni par la turbulence, mais par la taille apparente du satellite sur le détecteur. L'étude du bruit propagé est dans le cas présent très dépendante du satellite observé. On prendra donc le cas, assez défavorable pour l'analyse de front d'onde, d'un satellite relativement gros (surface imagée : $5 \times 5m = 25m^2$) à faible altitude (400Km). L'imagerie passe dans ces conditions de 2 pixels de côté pour le cas limité par la diffraction, à 4 environ. On observe donc un accroissement sensible de $\sigma_{\Delta b}^2$ d'un facteur 4, soit une perte de 1,6 magnitudes sur la magnitude limite par rapport au cas d'une étoile de type solaire.

L'évaluation de la magnitude limite réalisée dans chacun des cas étudiés ici est reportée dans le tableau 6.3. Comme nous l'avons fait remarqué plus haut, la séparatrice 10/90 permet un gain sensible en flux sur la voie d'analyse. Il est important de noter que cette approche peut être relativement optimiste :

- Premièrement car la transmission atmosphérique décroît avec l'élévation³, pour finir par s'écarter notablement des 70% présumé ici.
- Ensuite, comme nous l'avons fait remarqué, la transmission spectrale du train coudé n'est pas prise en compte, et a été potentiellement sur-estimée ici.

3. $T_{atm} = T_0^{(1/\cos(\frac{\pi}{2}-\alpha))}$, α angle d'élévation.

- Enfin, nous n'avons pas tenu compte dans l'évaluation du bruit de mesure de l'impact des fluctuations statistiques des imagerie ASO en présence de forte turbulence sur l'estimation du CDG. Des travaux ont été réalisés dans ce sens dans [Thomas *et al.*, 2006] et [Nicolle, 2006].

TABLE 6.3 – Magnitudes limites en bande V d'asservissement sur étoile, pour garantir un bruit de mesure propagé dans l'OA inférieur à $0,1\text{rad}^2$. On considère 3 types spectraux d'étoile, ainsi que l'observation d'un satellite. Les calculs sont réalisés pour chacune de ces cibles dans différentes conditions de turbulence au travers de l'évolution du d/r_0 .

		Mag. lim. ($\sigma_b^2 < 0,1$)	
Cible	d/r_0	10/90	D850
Étoile 3200K	1	9,75	9,5
	2	8,15	7,9
	3	6,15	5,9
Étoile 9600K	1	7,75	7,5
	2	6,15	5,9
	3	4,15	3,9
Étoile solaire	1	8,25	7,8
	2	6,65	6,2
	3	4,65	4,2
Satellite 5x5m h=400km		6,65	6,2

Cependant, les estimations présentées dans le tableau 6.3 sont relativement bien corroborées dans la pratique sur ODISSEE, notamment sur satellite où l'accrochage est possible autour d'une magnitude de 6. Sur étoile, un asservissement stable a pu être réalisé sur une étoile de magnitude 6,5 au mieux, ce qui est cohérent compte tenu de nos niveaux de turbulence.

Il nous reste à aborder le cas polychromatique. Dans le cas limité par la diffraction, nous simulons la formation d'image complète au niveau de la caméra ASO, en tenant compte du spectre de la source étudiée et de son filtrage par le banc (cf. 6.16) pour obtenir le nombre de pixel dans la tache de diffraction. Cette étude nous permet de constater que le fort sous-échantillonnage de l'ASO prévient tout étalement de la FEP même dans les cas qui y sont les plus favorables (sources rouges, lame 10/90,...). Ainsi, après application du seuil, 4 pixels sont encore présents dans la tache de diffraction polychromatique. Le même constat est applicable dans le cas de l'image résolue d'un satellite en orbite basse. Dans le cas turbulent, l'étude est plus complexe, car la taille moyenne de la tache image est fonction du d/r_0 , qui est chromatique. En première approximation, on peut assimiler la dimension de l'imagerie ASO au d/r_0 de la longueur d'onde moyenne du spectre, peu éloignée de 635nm quelque soit la séparatrice en place. **Nous pourrions donc aborder dans la suite de ce manuscrit la formation d'image sur la caméra d'analyse avec une approche monochromatique, et nous y référer également quant aux niveaux de bruit.** La génération d'images polychromatiques est abordée plus en détail au chapitre 10.

Les aspects liés à la photométrie ont donc été étudiés dans cette section, complétant de ce fait la caractérisation du banc, et de ses contributeurs au budget d’erreur. Sur la voie d’analyse, nous connaissons maintenant les domaines spectraux disponibles, pour l’intégration de composants futurs. Nous avons dans ce sens pu constater l’intérêt de la large bande spectrale disponible pour l’intégration d’un ASO couplé à un détecteur visible-proche-IR RAPID. Sur la voie scientifique, nous avons pu mettre en évidence le besoin d’étudier finement la formation d’image polychromatique quelque soit la configuration. Cet intérêt est d’autant plus motivé par les besoins pour la déconvolution, nécessitant une bonne connaissance de la formation d’image pour exploiter au mieux celles obtenues en boucle fermée. Il apparaît également que le système sera sensible à des effets chromatiques dégradant les performances, comme la dispersion atmosphérique ou la chromaticité des aberrations internes. En dernier lieu, nous avons pu souligner l’inadéquation de la caméra scientifique actuellement en place sur le banc, quelque soit le domaine d’application d’ODISSEE, et proposons de la changer pour les futures campagnes. Enfin, nous avons pu également estimer les flux et bruits propagés en fonction du type de cible, et des conditions environnementales. On considérera ainsi les magnitudes limites du tableau 6.3, afin d’acquérir et traiter les données dans des conditions de flux favorables.

Dans ce chapitre, nous avons ainsi exploré plusieurs sources potentielles de contributions au budget d'erreur du banc ODISSEE. Les erreurs liées à la calibration du banc sont négligeables. Le banc est relativement stable, ce qui a été constaté à l'échelle d'une année sans dégradations notables des performances. En plus de cette stabilité mécanique, notre étude des aberrations statiques sur la voie d'analyse, incluant les NCPA, a montré que ce terme pouvait être minimisé par un réglage de routine du banc, et conduisait à une qualité ultime d'image tout à fait appréciable, en l'absence de pré-compensation des NCPA. Ensuite, malgré nos craintes initiales, l'étude des aberrations internes de la voie commune a montré que le miroir déformable possède la course requise en dehors des aspects dynamiques et du bruit, même dans nos conditions de turbulence très défavorables. Cette contribution à l'erreur de sous-modélisation est donc négligeable. Néanmoins, nous avons également montré que les performances temporelles de la boucle était en deçà de leurs spécifications, du fait de la présence de temps de calcul accru. Il est nécessaire d'étudier l'impact de cette limitation dans le cas de l'observation stellaire préférentiellement abordée dans le cadre de cette thèse. L'exploration des aspects photométriques du banc nous a permis quant à elle de déterminer des cibles et conditions de flux typiques, afin d'éviter au mieux des régimes de bruit rédhibitoires pour la performance. Ces points servent les thématiques de recherche associées au banc : l'étude des bandes spectrales du banc servira par exemple à la fois l'imagerie de satellite et ses besoins en déconvolution, mais également l'intégration future de la caméra RAPID sur le banc. Cela permet également d'envisager des points à améliorer sur le banc, suivant le besoin. On pensera notamment à la bande passante dans le cas de l'imagerie de satellite par accroissement des performances du RTC, ou bien passage à une commande de type intégrateur à gain modal optimisé, voir LQG.

Maintenant que nous avons les sources et les principaux contributeurs au budget d'erreur, il nous faut prédire leur impact sur les performances. Pour cela, nous allons mettre en œuvre les outils de simulation présentés au chapitre 3 : code de simulation end-to-end et modèles analytiques. Il s'agira notamment et dans un premier temps d'étudier leur comportement, de les recalculer et de les valider.

Chapitre 7

Analyse des performances théoriques

Sommaire

7.1	Présentation des cas d'étude	175
7.2	Paramétrage des modèles	177
7.3	Analyse des performances théoriques simulées	178
7.3.1	Premier cas d'étude : générateur de turbulence interne	178
7.3.2	Second cas d'étude : observation stellaire	181
7.4	Comparaison simulations end-to-end / modèles analytiques	184
7.4.1	Mise en œuvre des modèles de la littérature	184
7.4.2	Etude de la sous-modélisation	186
7.4.3	Étude du repliement des ordres non mesurés par l'analyseur de surface d'onde	191
7.4.4	Étude de l'erreur temporelle	193
7.4.5	Synthèse	198

Avant de pouvoir traiter des problématiques scientifiques spécifiques sur le banc (déconvolution d'images corrigées par OA, analyse de front d'onde bas flux dans le proche infrarouge,...), il est nécessaire de valider son comportement. On cherche alors à comprendre ses performances du point de vue du résidu de correction du front d'onde turbulent, et de la qualité d'image. Néanmoins, il est encore trop tôt pour étudier expérimentalement ces performances *in situ* en présence de perturbations dans un environnement réel et non maîtrisé, car il nous manque un cadre prévisionnel. Il est fourni en toute logique par l'intermédiaire des outils de simulation introduits au chapitre 3 : il s'agit du code dit « end-to-end » d'OA développé à l'Onera, et des modèles analytiques de la littérature.

Les simulations end-to-end sont précises et rendent compte finement des performances à l'aide d'une approche basée sur la description physique des composants de l'OA. Elles peuvent rendre assez fidèlement compte des limitations physiques du système, et des effets de non-linéarité sur la mesure de front d'onde en présence de forte turbulence par exemple. Cependant, il n'est pas évident de mettre en œuvre ces simulations d'une part pour explorer l'ensemble de l'espace des paramètres (conditions de turbulence rencontrées), et d'autre part pour exploiter aisément les données expérimentales en sortie du RTC.

Les modèles analytiques sont en ce sens plus adaptés : on exploite alors les variances de phase

estimées directement à partir des mesures de l'analyseur, pour étudier la turbulence et son résidu de correction. Néanmoins, comme nous le verrons par la suite, ces modèles analytiques sont généralement exprimés sur la base des polynômes de Zernike, établis à l'aide de développements asymptotiques et d'approximations. Ils sont donc assez limités, et ce d'autant plus pour un petit système avec peu de degrés de liberté comme le notre.

Il est donc d'une part nécessaire de déterminer les performances théoriques du banc, permettant par la suite d'identifier plus aisément l'impact des contraintes environnementales. D'autre part, on doit fournir des modèles opérationnels permettant d'étudier directement et plus rapidement ces performances à partir des données acquises lors des campagnes.

Nous proposons dans ce chapitre d'étudier théoriquement le fonctionnement de l'OA d'ODIS-SEE à l'aide de simulations end-to-end. Nous nous limitons pour cela à un nombre restreint de conditions de turbulence, typiques de celles rencontrées au cours des campagnes. Nous évaluons et analysons pour chacune le résidu de correction de l'OA. Il s'agit parallèlement de vérifier le domaine de validité des modèles analytiques de la littérature, et de les ajuster le cas échéant suivant les résultats de simulation end-to-end. Nous décrivons dans un premier temps les cas d'étude considérés, avant d'aborder le paramétrage des modèles.

7.1 Présentation des cas d'étude

Nous avons identifié deux cas d'étude bien distincts pour nos simulations. Dans le premier, il s'agit de reproduire par l'intermédiaire des modèles le comportement du banc sur simulateur de turbulence interne. Dans le second, nous considérons les performances sur étoile.

Dans le premier cas d'étude, la turbulence est générée expérimentalement de façon maîtrisée par un unique écran de phase en rotation. Comme nous le détaillerons dans le chapitre 8, nous avons pu dans ces conditions estimer très précisément les paramètres de la turbulence introduite sur le banc. Il s'agit donc d'un nombre fini de cas simples de turbulence, qu'il nous est aisé de simuler dans leur ensemble à l'aide du code end-to-end.

Dans le cas d'étude sur étoile, il serait trop lourd et compliqué de simuler à l'aide du modèle end-to-end les performances dans tous les cas stellaires étudiés, et de parcourir un espace des paramètres infini. On se contente donc de 3 cas typiques de D/r_0 : un cas favorable avec un rayon de Fried par pas inter-actionneur ($D/r_0=8$) ; un cas avec un D/r_0 intermédiaire typique de Calern (16) ; un dernier cas avec un D/r_0 défavorable typique de Calern également (25).

L'étude des limitations des modèles analytiques trouve un intérêt dans chacun des deux cas d'étude. Dans le cas sur générateur de turbulence, on étudiera préférentiellement la simulation du résidu de correction bas ordre. On pourra en effet considérer l'erreur de sous-modélisation et le bruit de mesure négligeables, en considérant un $D/r_0=8$ favorable et des forts flux considérés en interne. Au contraire, le cas sur étoile nous renseignera plus sur la véracité de nos modèles vis-à-vis de la sous-modélisation, étant donné les D/r_0 défavorables considérés, et une faible vitesse de vent typique du site pour nos missions (4 à 10m/s).

N'ayant pas de connaissances précises du profil de turbulence du site, on considère le cas simple d'une unique couche turbulente au sol pour nos simulations. Cette configuration est bien représentative de l'écran de phase unique du générateur de turbulence. Notons que ce modèle pour le cas sur ciel pourra être affiné par la suite en bénéficiant des données du futur profilomètre à demeure de l'OCA (Cf. chapitre 5).

Concernant les niveaux de bruit, nous nous plaçons pour les deux cas d'étude dans des conditions de forts flux. En interne, nous considérons les flux typiques sur source de calibration laser, et le bruit détecteur de la caméra d'analyse¹. Sur étoile, nous considérons un spectre de type solaire, et une magnitude 2 en bande visible. On se réfère à ce titre au bilan de flux établi dans la sous-section 6.4.2 pour déterminer le nombre d'électrons par trame et sous-pupille, ainsi que le bruit étant donné un gain EMCCD typique de $10 \times$ ². Le tableau 7.1 résume les paramètres de chacune des simulations pour nos deux cas d'étude.

Pour terminer, notons que nous nous plaçons dans le cas simplifié monochromatique pour l'OA et l'imagerie, à la longueur d'onde de calibration du banc (635nm). Ce cas

1. Typiquement 10000ADU/trame/sous-pupille, soit 2500ADU/trame/pixel dans la tache de diffraction. En appliquant le gain de conversion déterminé expérimentalement dans l'annexe A de 0,035ADU/ph-e⁻, cela correspond à 280000 photo-électrons/trame/sous-pupille.

2. Le flux sur l'ASO dans ces conditions est de 30000ph-e⁻/trame/sous-pupille. Étant donné un gain de conversion à gain EMCCD de 10 égal à 0,35ADU/ph-e⁻, cela représente 10500ADU/trame/sous-pupille soit 2625ADU/trame/pixel dans la tache de diffraction.

est encore une fois bien représentatif du cas expérimental interne sur source laser. Sur ciel et source stellaire, la bonne achromaticité intrinsèque de l'analyseur de Shack-Hartmann nous permet de nous limiter au cas monochromatique malgré la large bande spectrale de la voie d'analyse d'ODISSEE. De plus, du fait du sous-échantillonnage de l'ASO d'ODISSEE, l'étalement chromatique des spot Hartmann est faible et toujours contenu dans un pixel (Cf. section 6.4). L'approche monochromatique est donc une bonne approximation pour l'analyse de front d'onde. Pour la formation d'image sur la caméra d'imagerie, elle permet de simplifier l'étude des performances dans un premier temps, et réduit considérablement les temps de calcul.

TABLE 7.1 – Paramètres des simulations pour l'étude des performances du banc.

Générateur de turbulence			
D/r_0	V [m/s]	Flux/ss/pup/trame.	σ_{RON}
8	7,2 15,0 22,0 30,0	280000e ⁻	140e ⁻
Étoile			
D/r_0	V [m/s]	Flux/ss/pup/trame	σ_{RON}
8 (Fav.) 16 (Inter.) 25 (Défav.)	4,7	30000e ⁻	14e ⁻

7.2 Paramétrage des modèles

Nous alimentons les deux types de modèles avec les résultats des caractérisations du banc réalisées au chapitre 6.

Paramètres généraux de l'OA : Nous simulons un MD de 9x9 actionneurs répartis suivant une maille carrée. Dans cette configuration, le pas inter-actionneur dans l'espace de la pupille télescope fait 18,75cm. Le bruit est considéré comme négligeable, ce que nous pourrions vérifier lors de la confrontation des modèles. Ensuite, nous considérons **une commande intégrateur simple, à gain scalaire**, pilotée à la cadence typique de fonctionnement de 750Hz, avec 2, 3 trames de retard comme cela a été mesuré sur le banc. A partir de cette donnée et du gain de l'intégrateur, la bande passante est directement calculée pour alimenter le modèle analytique de l'erreur temporelle. Nous allons voir ci-après comment ce retard non entier de trame est géré dans le modèle end-to-end.

De manière spécifique pour le code end-to-end : Il nous faut programmer une description physique des composants du banc. Ainsi, nous avons généré des fonctions d'influence qui tiennent compte de la géométrie de la pupille utile décrite sur le schéma de la figure 5.9 : un moteur de moins dans le diamètre et un pas de décalage en x et y. A l'instar d'ODISSEE, tous les moteurs du MD sont pilotés, même ceux hors pupille utile. Ensuite, nous utilisons un modèle diffractif d'analyseur Shack-Hartmann. Celui-ci nous permet de rendre compte assez fidèlement des effets non-linéaires à forte turbulence, du sous-échantillonnage des sous-pupilles par le détecteur, et du processus de mesure complet par CDG seuillé en présence de bruit de mesure. Des images en plan focal sont également calculées à partir du front d'onde résiduel, puis sommées afin de simuler une image longue pose acquise par la caméra d'imagerie. Enfin, notons que la prise en compte du nombre non-entier de trame de retard n'est pas évidente dans notre simulation numérique à temps discret. La solution la plus lourde consisterait à sur-échantillonner temporellement la phase vis-à-vis de la boucle d'OA. On préférera une solution approchée par interpolation entre les commandes de correction appliquées à un nombre de trame entier, encadrant la commande effectivement appliquée, respectivement v_n et v'_n . Le chronogramme de la figure 7.1 illustre cette solution approchée dans une représentation à temps discret. La commande intégrateur modifiée ainsi sera donc :

$$u_n = (n_\tau - E(n_\tau)) \times v_n + (1 - (n_\tau - E(n_\tau))) \times v_{n+1} \quad (7.1)$$

Avec $E(x)$ la partie entière de la variable x, et n_τ le nombre non entier de trame de retard du système.

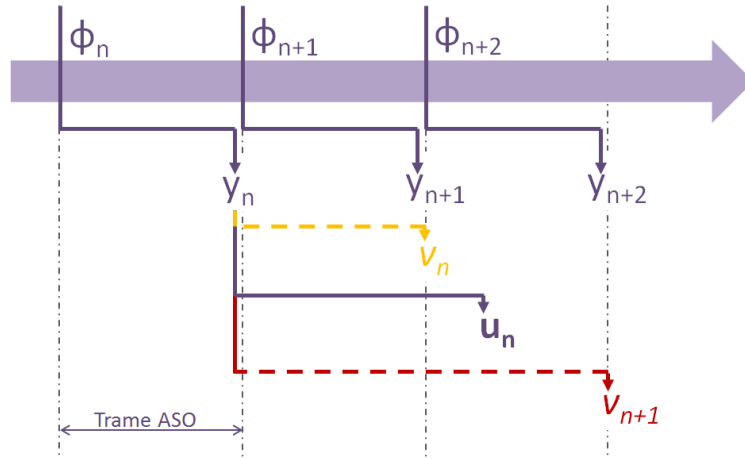


FIGURE 7.1 – Chronogramme temps discret de l’implantation en simulation de l’intégrateur simple avec retard non-entier de trame. La commande de correction avec 2, 3 trames de retard à l’instant n u_n est obtenue par interpolation entre la commande de correction à 2 trames de retard v_n et la commande à 3 trames de retard v'_{n+1} .

7.3 Analyse des performances théoriques simulées

Les cas d’étude présentés dans le tableau 7.1 constituent un nombre fini de cas de turbulence pour l’OA, qu’il est aisé d’étudier théoriquement avec précision par l’intermédiaire du code de simulation end-to-end. Nous sommes alors en mesure de donner dans cette section les performances théoriques du banc, dans un fonctionnement nominal.

Nous considérons pour cela une modélisation du banc ODISSEE comme nous l’avons introduit dans la section précédente. Nous prenons ainsi en compte les caractéristiques physiques de son MD, les propriétés temporelles de son asservissement, et le processus de mesure du front d’onde implanté. Nous supposons également un modèle de turbulence Von Karman, très couramment utilisé en OA pour l’astronomie. Nous présentons dans les sous-sections suivantes le résultat des simulations end-to-end, auquel sera confronté par la suite la modélisation analytique de l’OA.

7.3.1 Premier cas d’étude : générateur de turbulence interne

Nous présentons les résultats de simulation end-to-end dans le cas d’une configuration typique sur générateur de turbulence interne. La figure 7.2 présente l’évolution de la variance de phase résiduelle obtenue sur la base des modes de Zernike, en fonction de l’ordre radial n . On y a reporté en ligne continue orange la variance de phase en boucle ouverte. Chacune des courbes pointillées représente le résidu de correction, étant donnés un D/r_0 fixe et favorable (8), et une vitesse de vent en augmentation. Le résidu temporel de correction augmente avec la vitesse de vent, tandis que la phase de sous-modélisation et le repliement sont constants comme cela est attendu.

Nous avons considéré dans ces simulations un gain scalaire de 0,4 pour une cadence de 750Hz. Cela nous permet d'être représentatif d'une configuration expérimentale utilisée de manière courante sur ODISSEE. Comme on pouvait s'y attendre dans ces conditions, on observe dans le résidu de correction une sur-excitation de la phase turbulente sur les ordres radiaux élevés, quand la vitesse de vent est importante (22 et 30m/s). Elle témoigne d'un gain qui en l'absence d'une optimisation modale est mal adapté aux propriétés temporelles des modes de hautes fréquences, ce qui entraîne une perte de performance.

- **Pour les applications astronomiques du banc, la mise en place d'un gain modal optimisé permettrait de pallier ce problème de manière efficace**, en ajustant la bande passante suivant les conditions de turbulence et de flux rencontrées. Cette optimisation trouve un sens dans les cas où la turbulence n'est pas concentrée au sol, mais dans une couche en altitude de vitesse élevée comme nous avons pu l'étudier dans la section 5.3.
- **Cette solution n'est pas facilement envisageable dans le cas d'une poursuite de satellite**, où les conditions de turbulence sont amenées à évoluer rapidement à l'échelle de la minute suivant la position du satellite dans le ciel. Cela laisse alors peu de temps pour optimiser le gain. Une approche prédictive serait plus adaptée [Roux, 2003], en connaissant la trajectoire du satellite dans le ciel et donc l'évolution des conditions de turbulence.

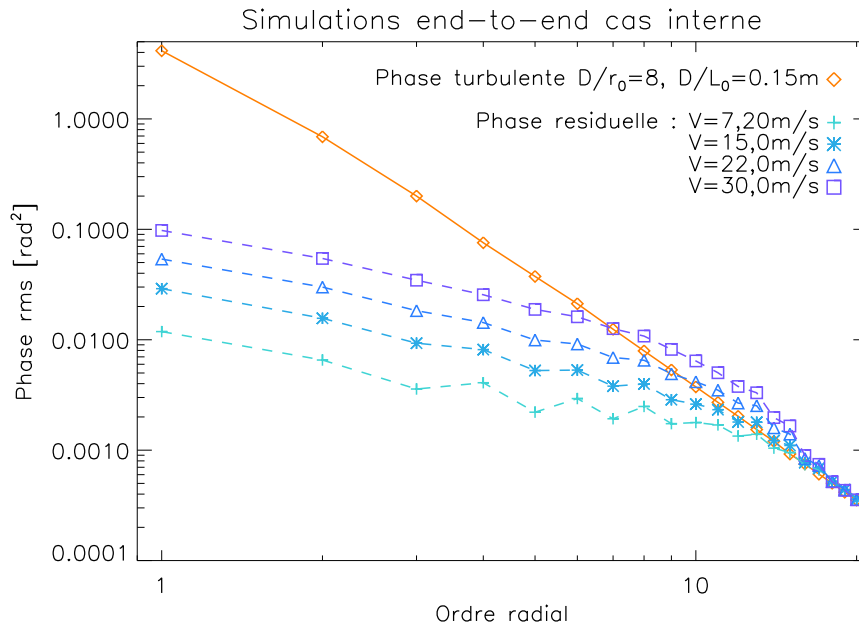


FIGURE 7.2 – Phase résiduelle obtenue en simulation end-to-end exprimée sur la base des polynômes de Zernike, dans le cas d'étude sur générateur de turbulence interne, comparée à la turbulence atmosphérique. On note l'amplification des hauts-ordres à fortes vitesses de vent.

Cette sur-excitation n'entre ensuite pas forcément en compte dans les hypothèses permettant la construction des modèles analytiques comme nous le verrons ensuite, ce qui constitue donc une source potentielle de sous-estimation du résidu de correction par ces modèles. On a quantifié dans le tableau 7.2 la part de l'énergie amplifiée, qui augmente donc avec la vitesse du vent à gain scalaire fixe.

La figure 7.3 représente les images longue pose simulées en boucle fermée par le code end-to-end. Pour rappel, il s'agit d'images monochromatiques à la longueur d'onde de calibration du banc (635nm). Les rapports de Strehl (RS) estimés sur ces images sont reportés dans le tableau 7.2. On lui compare l'énergie cohérente. On observe alors le comportement bien connu étudié dans [Fusco, 2000] : l'énergie cohérente suit très bien le rapport de Strehl par valeur inférieure dans ces conditions de turbulence relativement favorables pour l'OA ($EC > 0,3$).

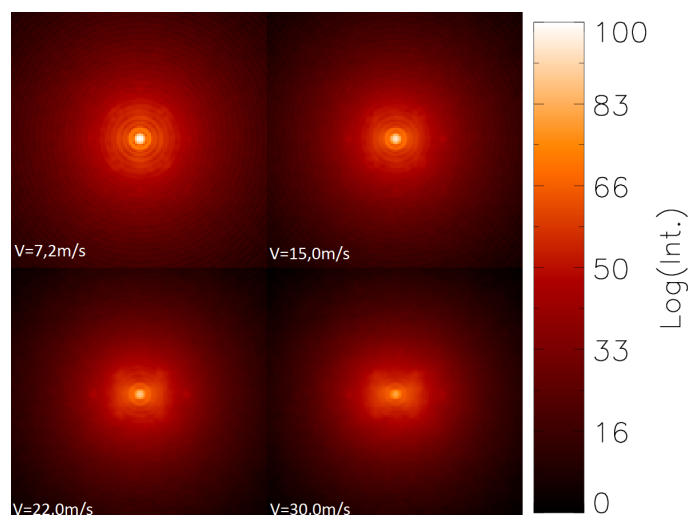


FIGURE 7.3 – Images longues poses en boucle fermée simulées à l'aide du code end-to-end dans le cas de l'étude des performances sur générateur de turbulence, pour différentes vitesses de vent et un D/r_0 égal à 8. Echelle d'intensité logarithmique, normalisée par rapport au maximum de l'image acquise à 7,2m/s. On note l'élongation dans la direction du vent simulé pour une vitesse de 30m/s.

TABLE 7.2 – Performances théoriques du banc ODISSEE sur générateur de turbulence à 635nm, obtenues en simulation end-to-end. Pour les différentes conditions de turbulence, on a figuré le rms de la phase résiduelle en boucle fermée σ_{res}^2 , le rapport de Strehl calculé sur les images monochromatiques simulées (RS), et l'énergie cohérente. On donne également le rms de phase amplifié par la boucle.

	V [m/s]	D/r_0	D/L_0	σ_{res}^2 [rad ²]	rms	Dont amplifié	RS	EC
Générateur de turbulence	7,2	8	0,15	0,414		0,001	0,671	0,661
	15,0			0,628		0,008	0,545	0,534
	22,0			0,975		0,051	0,390	0,377
	30,0			1,556		0,181	0,225	0,211

7.3.2 Second cas d'étude : observation stellaire

Nous considérons maintenant le cas d'étude sur sources stellaires. De la même façon que dans la précédente sous-section, nous présentons sur la figure 7.4 la phase résiduelle obtenues à l'aide du code end-to-end. A vitesse de vent typique des conditions d'observation de Calern (cas favorable 4,8m/s), et fixée, c'est maintenant le D/r_0 que nous faisons varier.

Nous avons reporté dans le tableau 7.3 le rms de la phase résiduelle théorique dans ces conditions de turbulence. Dans les cas de D/r_0 typiques du site (16 et 25), il est intéressant de noter que nous sommes maintenant dans des conditions de forte turbulence, avec des résidus de correction supérieurs à 1rad^2 rms.

Nous présentons sur la figure 7.5 les images longue pose monochromatiques obtenues dans ces conditions de simulation. A l'opposé du cas sur générateur de turbulence, nous avons modélisé ici l'occultation centrale du télescope, dont les effets diffractifs sont visibles sur la figure 7.5. Il est également cohérent d'observer sur ces images la zone carrée de correction, en présence d'une faible vitesse de vent.

Les Rapports de Strehl évalués sur ces images sont également reportés dans le tableau 7.3. Dans des conditions de turbulence très favorables vis-à-vis du dimensionnement du banc ($D/r_0=8$), la correction est très efficace et nous obtenons 73% de RS. Dans les cas de turbulence typiques de Calern, la performance décroît très vite, et un D/r_0 de 16, plutôt optimiste pour le site, conduit à une qualité d'image de 37,4%. La qualité des images décroît encore pour un D/r_0 de 25, soit des conditions de turbulence assez mauvaises mais courantes, jusqu'à un rapport de Strehl de 13,1%. Il est également nominal, pour ces variances de phase résiduelles, d'observer un écart plus important entre RS et EC, avec $RS > EC$.

Notons enfin que ces performances théoriques sur étoile sont relativement optimistes, car nous avons uniquement considéré le cas le plus favorable du point de vue de la dynamique temporelle de la turbulence. Nous avons en effet mis en évidence dans la section 5.3 des cas de turbulence où une couche de vitesse plus élevée est dominante ($\sim 10\text{m/s}$). Le résidu basse fréquence est ainsi amené à croître rapidement, au carré de la vitesse de vent en première approximation (Cf. expression 3.11), pour des conditions moins favorables.

TABLE 7.3 – Performances théoriques du banc ODISSEE sur étoile à 635nm, obtenues en simulation end-to-end.

	V [m/s]	D/r_0	D/L_0	σ_{res}^2 rms [rad ²]	RS	EC
Étoile	4,8	8	0,5	0,345	0,730	0,697
		16		1,092	0,374	0,319
		25		2,294	0,131	0,091

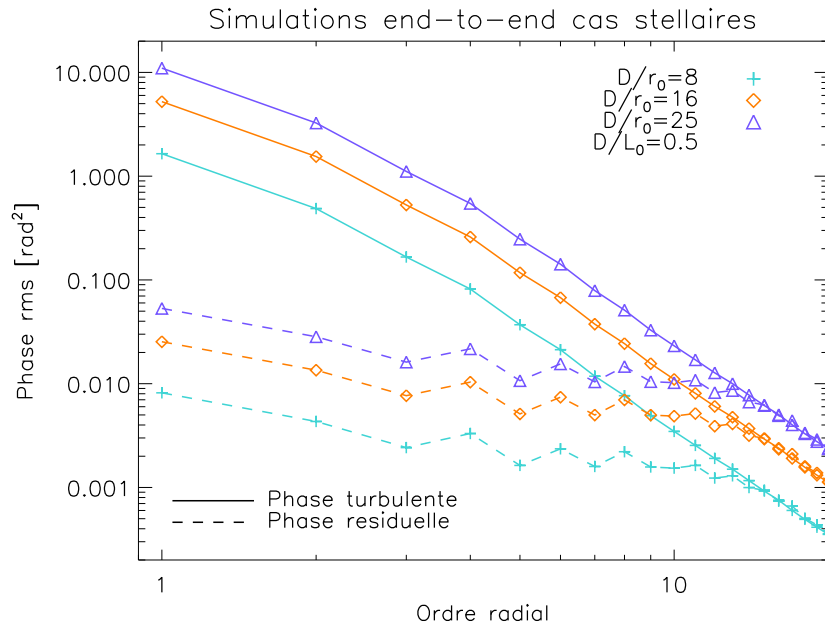


FIGURE 7.4 – Variance temporelle de la phase résiduelle obtenue en simulation end-to-end dans le cas d'étude stellaire, exprimée sur la base des polynômes de Zernike pour différents D/r_0 , comparée à la variance de la turbulence atmosphérique.

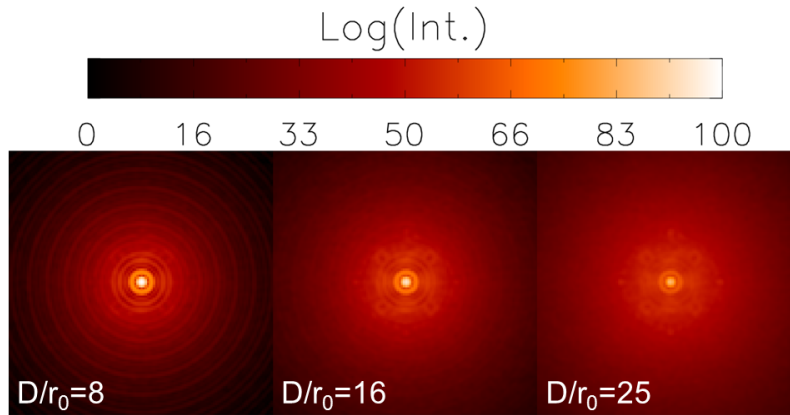


FIGURE 7.5 – Images longues poses en boucle fermée simulées à l'aide du code end-to-end dans le cas de l'étude des performances sur étoile, pour différentes conditions de turbulence typiques et une vitesse de vent de $4,8 \text{ m/s}$. Pour être représentatif d'une observation stellaire, l'occultation centrale du télescope est modélisée. On peut observer la zone carrée de correction spatiale de l'OA centrée sur l'image. Elle est visible dans ce cas d'étude du fait de la faible vitesse de vent simulée. Échelle d'intensité logarithmique.

Nous avons présenté dans cette section les performances théoriques d'ODISSEE à l'aide du code end-to-end, dans deux cas rencontrés au cours des campagnes sur le banc.

Ces simulations permettent d'illustrer un certain nombre de comportements bien connus de l'OA et de l'imagerie en correction partielle, que l'on s'attend en toute rigueur à retrouver de manière nominale en étudiant les données expérimentales acquises sur ODISSEE. Pour ces mêmes études expérimentales, nous avons maintenant à disposition un jeu de prédictions théoriques des performances.

Sur l'ensemble de ces conditions de turbulence particulièrement disparates et représentatives de celles rencontrées pendant nos campagnes, il apparaît maintenant important de pouvoir mettre en œuvre des outils de simulation plus adaptés à l'exploitation directe des données du RTC. Nous allons ainsi profiter de cette étude théorique des performances d'ODISSEE pour vérifier les domaines de validité des modèles analytiques par rapport à nos conditions typiques, et les adapter le cas échéant.

7.4 Comparaison des simulations end-to-end aux modèles analytiques

Nous mettons en œuvre dans cette section les modèles analytiques de la littérature, que nous allons confronter aux performances de l’OA obtenues en simulation end-to-end. Nous soulignons les limitations des modèles couramment utilisés dans la configuration particulière d’ODISSEE, avant d’en étudier le comportement terme à terme, et de proposer le cas échéant des ajustements.

7.4.1 Mise en œuvre des modèles de la littérature

Nous mettons en œuvre avec notre configuration les modèles de [Conan, 1994], décrits dans la section 3.1.2. Pour rappel, ils consistent en une description analytique des termes d’erreur principaux d’un système d’OA sur la base des polynômes de Zernike. Ces termes ont été préalablement introduits au chapitre 2, nous les rappelons ici :

- **Sous-modélisation** : turbulence non corrigée d’un point de vue spatial par le MD du fait de son nombre fini d’actionneurs.
- **Repliement hauts-ordres** : la turbulence de haute fréquence spatiale, non mesurée et non corrigée par le système, se replie en partie sur les modes de basse fréquence du front d’onde turbulent, et biaise ainsi leur mesure.
- **Résidu temporel** : biais entre la mesure de front d’onde et l’application de la compensation du fait des évolutions dynamiques de la turbulence.
- **Bruit de mesure** : propagation du bruit de mesure de l’analyseur dans la boucle d’OA.

D’une manière classique, nous supposons l’indépendance statistique de chacun de ces termes. Ainsi, il est possible d’exprimer simplement le résidu de correction d’OA σ_{res}^2 comme la somme quadratique des fluctuations statistiques de chaque terme d’erreur (cf. expression 3.3 : $\sigma_{res}^2 = \sigma_{fitting}^2 + \sigma_{tempo}^2 + \sigma_{repli}^2 + \sigma_{bruit}^2$).

Cette description suppose entre autre une correction spatiale parfaite de la turbulence sur les N_{max} premiers ordres radiaux. En appliquant la relation 3.4 [Conan, 1994] entre ordre radial et fréquence spatiale, étant donné le pas inter-actionneur d’ODISSEE ramené à la pupille du télescope de 18,75cm, il vient :

$$N_{max} \approx 10 \quad (7.2)$$

Compte tenu des bonnes conditions de flux dans nos simulations end-to-end, on suppose par la suite que le terme de bruit de mesure σ_{bruit}^2 est négligeable.

Le calcul analytique de σ_{res}^2 avec nos conditions de turbulence est reporté dans le tableau 7.4. Nous comparons cette estimation (colonne tot.) à la variance de phase résiduelle obtenue en simulation end-to-end (colonne E2E), dans chacun des cas étudiés. Nous constatons des écarts plus ou moins notables suivant les conditions de turbulence. Les tendances et évolutions de ces écarts ne sont pas triviales à expliquer. Plusieurs sources de limitations des modèles, bien connues, peuvent être dégagées :

- Les modèles analytiques reposent sur des développements asymptotiques, valables pour N_{max} grand, et donc pour des systèmes possédant un grand nombre de degrés de liberté. ODISSEE est en ce sens un petit système, avec 90 moteurs en tout.

- On a supposé la décorrélation statistique entre les termes d’erreur, ce qui encore une fois ne peut être vérifié que pour les grands systèmes et dans des conditions de turbulence très favorables.

TABLE 7.4 – Comparaison du résidu de correction en simulation end-to-end (E2E) à la modélisation analytique de la littérature de [Conan, 1994] (tot.). On donne les variances de phase en radian carré, à la longueur d’onde de simulation end-to-end 635nm.

	D/r_0	V/D	D/L_0	Analy. littérature Conan				E2E
				$\sigma_{fitting}^2$	σ_{repli}^2	σ_{tempo}^2	tot.	
Générateur de turbulence	8	4,80	0,15	0,285	0,086	0,058	0,429	0,414
		10,00				0,251	0,622	0,628
		14,67				0,540	0,911	0,975
		20,00				1,005	1,375	1,556
Étoile	8	3,12	0,5	0,285	0,086	0,026	0,397	0,345
	16			0,906	0,272	0,082	1,259	1,092
	25			1,905	0,572	0,172	2,649	2,294

Loin des domaines de validité asymptotiques des modèles analytiques, et de l’hypothèse d’un grand système, il nous faut étudier le comportement de cette modélisation dans la configuration particulière d’ODISSEE. Nous allons pour cela reprendre terme à terme le budget d’erreur, et confronter modèles analytiques à simulation end-to-end. Il s’agit premièrement de pouvoir anticiper les écarts de prédiction, et ensuite de proposer des ajustements dans le cadre particulier d’ODISSEE.

7.4.2 Etude de la sous-modélisation

Le modèle analytique du terme de sous-modélisation, $\sigma_{fitting}^2$ de [Conan, 1994], repose sur un développement asymptotique du résidu de Noll σ_{Noll}^2 (cf. expression 3.2. Il suppose une correction spatiale parfaite de la turbulence sur les N_{max} premiers ordres radiaux. Au delà de N_{max} , le résidu de correction est donné par la somme des fluctuations statistiques de la turbulence, de variance moyenne par ordre radial $\sigma_{turb}^2(n)$. Pour N_{max} grand, nous rappelons ainsi le modèle analytique du terme de sous-modélisation donné au chapitre 3 :

$$\sigma_{fitting}^2 \approx 0,485 \left(\frac{D/r_0}{N_{max} + 1} \right)^{5/3} \quad (7.3)$$

Nous allons étudier dans nos conditions le comportement de ce modèle à l'aide des simulations end-to-end. On considère d'une part un ajustement du modèle de Noll, ainsi qu'une modification du développement asymptotique de [Conan, 1994].

Simulation end-to-end de la sous-modélisation :

Elles sont réalisées avec un asservissement parfait, sans retard entre la mesure et la correction. Nous modélisons également une mesure parfaite des aberrations du front d'onde, en projetant directement la phase incidente sur les fonctions d'influence du MD, et en appliquant cette projection comme phase de correction. Les fluctuations statistiques du résidu de correction de cette simulation, σ_{res}^2 , données en moyenne par ordre radial, correspondent exactement au terme de sous-modélisation du système d'OA.

On a représenté sur la figure 7.6 le spectre de la phase résiduelle sur les modes de Zernike obtenue en simulation end-to-end moyenné par ordre radial (carrés bleus), pour tous les D/r_0 de nos cas d'étude. Nous avons également reporté sur la figure le résidu de Noll pour le N_{max} théorique de 10 (losanges oranges). L'allure du résidu de sous-modélisation étant indépendante des conditions de turbulence, nous comparons des variances de front d'onde résiduel normalisées par rapport à la simulation end-to-end, de façon à être indépendant du D/r_0 .

On remarque tout de suite que la coupure spatiale de l'OA n'est pas franche comme dans le cas d'un système corrigeant parfaitement les N_{max} premiers ordres radiaux. Les polynômes de Zernike de bas-ordres, avant la coupure théorique ($n < 10$), ne sont pas parfaitement reconstruits par le MD. Au contraire, le MD reconstruit partiellement des ordres radiaux au delà de la coupure théorique ($n > 10$). En conséquence, le modèle de Noll sous-estime la sous-modélisation pour $n < N_{max}$, et la sur-estime pour $n > N_{max}$ si on prend $N_{max}=10$ tel que décrit ci-dessus. Une comparaison quantitative entre modèle de Noll et simulation analytique est réalisée dans le tableau 7.5. Pour $N_{max}=10$, c'est la sur-estimation des hauts-ordres après la coupure théorique qui est dominante, ce qui explique que le modèle de Noll sur-estime d'un facteur 1,33 la sous-modélisation obtenue en simulation end-to-end. Il est possible dans notre configuration d'ajuster au mieux ce terme.

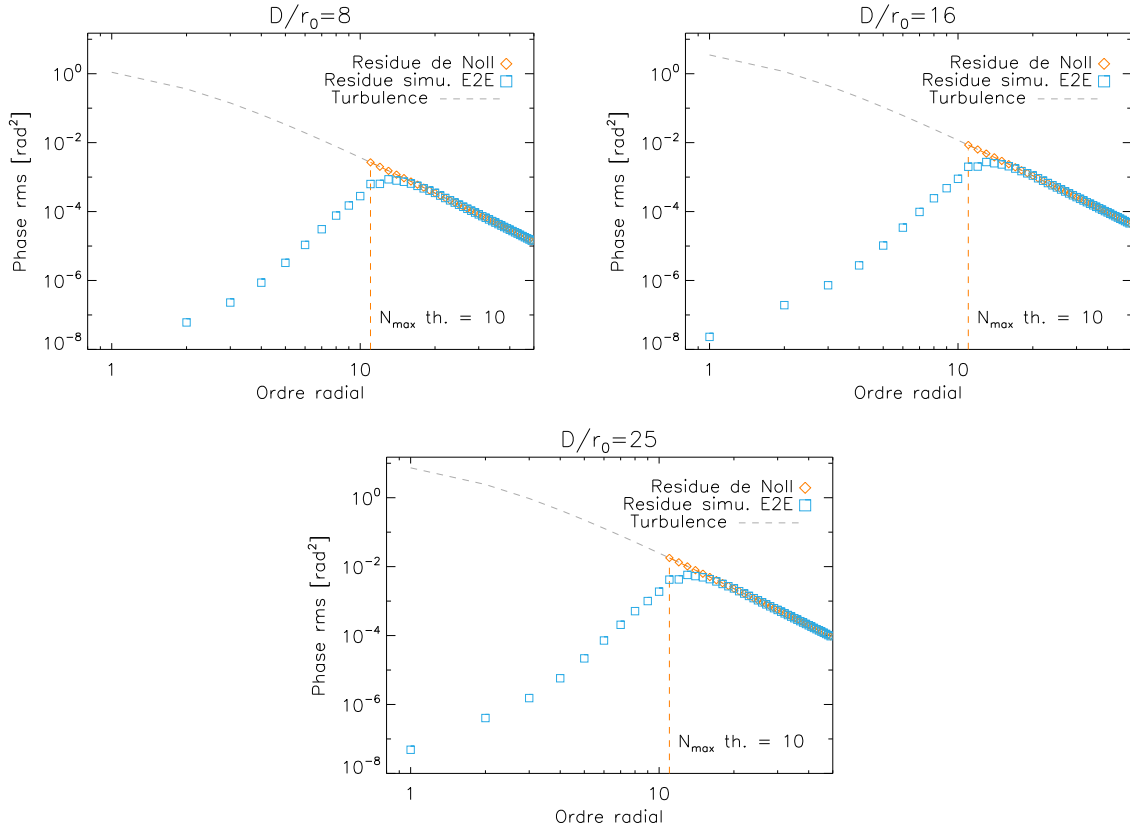


FIGURE 7.6 – Phase résiduelle, moyennée par ordre radial, obtenue par simulation end-to-end de la sous-modélisation (carrés bleus). Comparaison au résidu de Noll, correction parfaite des $N_{\max}$ premiers ordres radiaux (losanges oranges). En tirets gris la phase turbulente.

Modification de la coupure spatiale N_{max} :

Nous proposons d'ajuster pour nos études N_{max} , de manière à minimiser l'écart entre le résidu de Noll, et le résidu de sous-modélisation effectivement obtenu en simulation end-to-end, **soit $N_{max}=12$** . On constate alors dans le tableau 7.5 que l'on a bien équilibré l'écart entre le modèle de Noll et le résidu de simulation end-to-end de part et d'autre de N_{max} . Avec ce critère de coupure spatiale, le résidu de Noll ne diffère plus que d'un facteur 1,017 du résidu de simulation end-to-end. Nous avons ainsi la relation exacte dans notre configuration entre la sous-modélisation et le résidu de Noll pour $N_{max}=12$:

$$\sigma_{fitting}^2 = \frac{1}{1,007} \times \sigma_{Noll}^2 \quad (7.4)$$

TABLE 7.5 – Comparaison du résidu de Noll suivant le choix de N_{max} au résidu de sous-modélisation obtenu en simulation end-to-end (EtoE). Les variances sont normalisées par rapport à la simulation end-to-end.

N_{max}	Résidu de Noll	Simulation end-to-end (EtoE)		
		Noll-EtoE < N_{max}	Noll-EtoE > N_{max}	Total EtoE
10 (Th.)	1,333	-0,030	0,363	1
12 (Modif.)	1,017	-0,114	0,131	

Ajustement du modèle de [Conan, 1994] :

Comme nous l'avons précisé plus haut, le modèle analytique de sous-modélisation donné expression 3.5 par [Conan, 1994] est un développement asymptotique du résidu de Noll pour N_{max} grand. On constate sur la figure 7.7 que pour $N_{max}=12$ le régime asymptotique n'est pas respecté sur ODISSEE, et nous constatons donc des écarts entre le modèle de [Conan, 1994] (trait-pointillés rouges) et le résidu de Noll (Ligne orange). Nous proposons ainsi de l'ajuster du facteur adéquat pour $N_{max}=12$ (tirets bleus). **Au final, en prenant en compte l'ajustement du modèle de Noll par rapport au résidu de simulation end-to-end, ainsi que celui du modèle analytique, nous proposons d'utiliser par la suite l'expression suivante modifiée pour le terme d'erreur de sous-modélisation :**

$$\sigma_{fitting}^2 = 0,427 \left(\frac{D/r_0}{N_{max} + 1} \right)^{5/3} \quad (7.5)$$

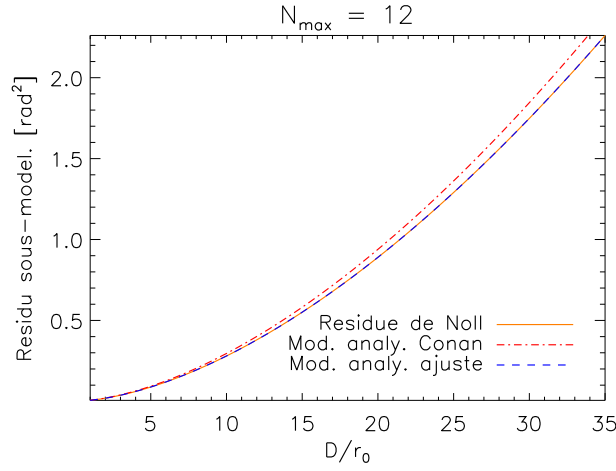


FIGURE 7.7 – Comparaison du modèle analytique de sous-modélisation de [Conan, 1994] avec le résidu de Noll, et ajustement.

Discussion et illustration :

Il est possible de voir N_{max} comme la fréquence de coupure spatiale de correction du système. Pour l'illustrer, on considère la matrice de reconstruction du MD vers les polynômes de Zernike :

$$\mathbf{P}_{MD}^Z = \mathbf{M}_{inf}^Z \mathbf{M}_{inf}^{Z \dagger} \quad (7.6)$$

Avec M_{inf}^Z la matrice d'influence du MD exprimée sur les polynômes de Zernike. La diagonale de cette matrice, représentée sur la figure 7.8 pour le MD d'ODISSEE, est un taux de reconstruction qui traduit la capacité du MD à reproduire les polynômes de Zernike. On constate que les 30 premiers polynômes ($n \approx 7$) sont parfaitement reconstruits par le MD. Au delà, le taux de reconstruction chute mais évolue sensiblement différemment suivant le degré azimutal du polynôme. On note ainsi sur la courbe une enveloppe inférieure et une enveloppe supérieure au niveau de la décroissance. La limite théorique $N_{max}=10$ (traits-points rouges) correspond à un taux limite de reconstruction de 50% environ au niveau de l'enveloppe inférieure. La coupure modifiée à $N_{max}=12$ (tirets violets) correspond plus à un taux limite de reconstruction de 50% au niveau de la moyenne cette fois-ci ³.

Dans les deux cas, il est difficile de notifier une fréquence de coupure franche comme nous l'avons déjà remarqué plus haut. En conséquence, le résidu de correction avant N_{max} ne peut pas être considéré comme indépendant du résidu de correction après N_{max} . Il est fort probable d'observer des couplages entre termes d'erreur dans la configuration d'ODISSEE, autour de l'ordre radial N_{max} .

En conclusion de cette sous-section, nous avons pu étudier théoriquement l'erreur de sous-modélisation sur la base des polynômes de Zernike. Le modèle analytique de sous-

3. Les résidus de simulation présentés sur la figure 7.6 correspondent en toute rigueur à la diagonale de la matrice $(\mathbf{I} - \mathbf{P}_{MD}^Z) \mathbf{C}_{turb} (\mathbf{I} - \mathbf{P}_{MD}^Z)^T$, $\mathbf{C}_{turb}$ la matrice de covariance de la turbulence sur la base des polynômes de Zernike.

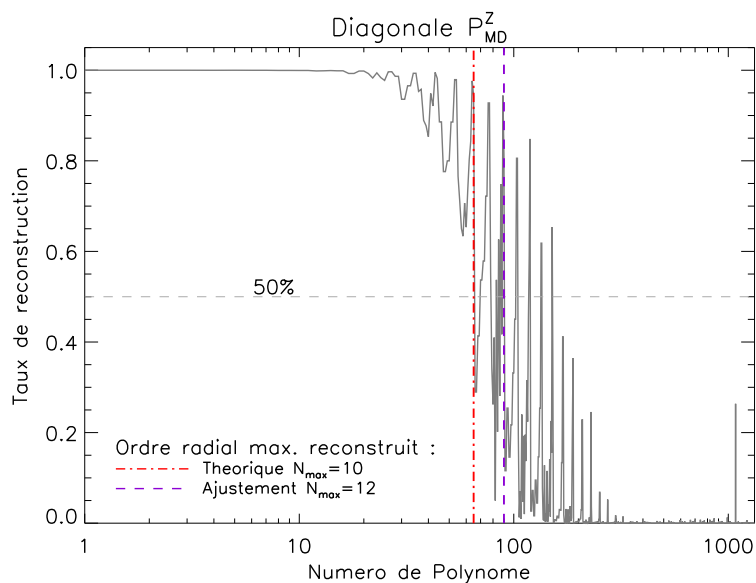


FIGURE 7.8 – Termes diagonaux de la matrice de reconstruction du MD vers les polynômes de Zernike P_{MD}^Z .

modélisation a été ajusté de façon à modéliser exactement le terme d'erreur associé dans la configuration d'ODISSEE. Cependant, la coupure spatiale du système sur la base des polynômes de Zernike n'est pas franche. Il est compliqué alors de séparer statistiquement l'erreur de sous-modélisation des autres termes d'erreur, et on peut s'attendre par la suite à des écarts entre modèles analytiques et résidu de correction effectif, en particulier autour de la coupure supposée $N_{max}=12$.

7.4.3 Étude du repliement des ordres non mesurés par l'analyseur de surface d'onde

Après avoir étudié le résidu de correction assimilé aux ordres élevés, nous considérons maintenant celui des ordres radiaux inférieurs ou égal à $N_{max}=12$. Dans cette sous-section, nous étudions le terme de repliement spatial.

Il correspond au repliement de la phase résiduelle de haut-ordre, non mesurée et non corrigée par l'OA, sur la mesure des ordres de plus basse fréquence, avec un certain impact fonction du polynôme considéré. Le modèle couramment employé consiste à exprimer le résidu de correction imputable au repliement comme une fraction de l'énergie du résidu de sous-modélisation. On a ainsi :

$$\sigma_{repli}^2 = \alpha \sigma_{fitting}^2 \quad (7.7)$$

Pour rappel, une valeur de α comprise entre 0,3 et 0,4 est couramment utilisée [Neichel, 2008]. Il s'agit cependant de valeurs typiques de grands systèmes, obtenues par une étude sur les modes de Fourier. Il est important de recalculer cette valeur par rapport à notre configuration.

Comme précédemment, nous mettons en place une simulation end-to-end avec un asservissement parfait, sans retard, de manière à supprimer le terme d'erreur temporelle. A l'opposé, nous simulons maintenant le processus de mesure du front d'onde par l'ASO. Nous étudions le résidu de correction de cette simulation, qui correspond aux effets combinés des termes de sous-modélisation et de repliement.

Nous présentons sur la figure 7.9 le résultat des simulations end-to-end. Nous y avons reporté le résidu de correction (triangles violets) sur les ordres radiaux corrigés par l'OA ($n < N_{max}$). Ces résidus ne dépendent que du D/r_0 , et on observe la même allure pour chacun des graphes, au rapport près des D/r_0 à la puissance 5/3. **Dans l'approximation d'une somme décorrélée entre sous-modélisation et repliement, nous avons soustrait au résidu la sous-modélisation donnée figure 7.6.** On assimile cette différence au repliement moyen par ordre radial $\sigma_{repli}^2(n)$ (croix turquoises). Dans ces conditions, on ajuste α par rapport aux simulations end-to-end :

$$\alpha \approx \frac{\sum_{n=1}^{N_{max}} (n+1) \sigma_{repli}^2(n)}{\sigma_{fitting}^2} \quad (7.8)$$

Soit $\alpha = 0,703$. Il n'est pas étonnant d'obtenir une valeur quasiment double par rapport à la littérature, du fait d'une part de la configuration d'ODISSEE, loin de l'approximation des grands systèmes réalisée dans [Neichel, 2008], et d'autre part de notre ajustement arbitraire de N_{max} : on a étendu artificiellement le domaine de correction de l'OA à l'ordre radial 12, et accru ainsi le terme de repliement.

En conclusion : nous avons pu ajuster ici le modèle analytique de repliement. Contrairement au terme de sous-modélisation, le modèle de repliement n'est pas strictement exact. α a en effet été calculé en supposant l'indépendance entre sous-modélisation et repliement, ce qui nous l'avons vu dans la précédente sous-section ne peut être considéré comme vrai, et ce d'autant plus pour les ordres proches de N_{max} . Notre première approche permet néanmoins d'avoir un modèle ajusté au premier ordre à notre configuration expérimentale.

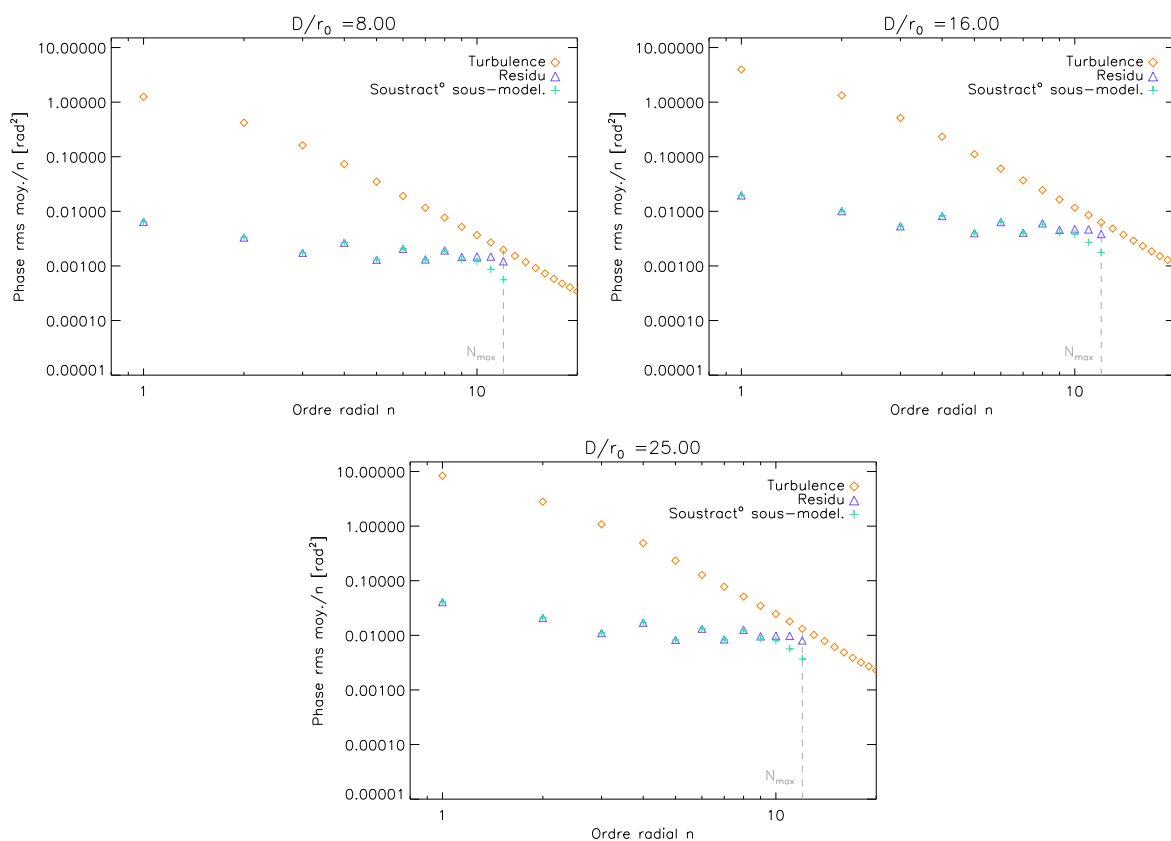


FIGURE 7.9 – Résidu de correction obtenu en simulation end-to-end, en l’absence d’erreur temporelle d’asservissement (triangles violets). En supposant l’indépendance statistique entre sous-modélisation et repliement, on soustrait la sous-modélisation du résidu de correction pour obtenir la contribution supposée du repliement pour $n < N_{max}$ (croix turquoises).

7.4.4 Étude de l'erreur temporelle

Il nous reste maintenant à étudier la contribution de l'erreur temporelle au résidu de correction sur les ordres radiaux corrigés par le système, et à valider sa description analytique.

Comme nous l'avons introduit au chapitre 2, l'erreur temporelle correspond à une correction imparfaite des aberrations évolutives de la turbulence à cause du retard entre mesure et compensation. Son modèle analytique suppose lui aussi une décorrélation parfaite des termes d'erreur de l'OA, et également que les fréquences de coupures de la turbulence $\nu_c(n) \approx 0,3(n+1)\frac{V}{D}$ sur chaque ordre radial $n < N_{max}$ soient inférieures à la Bande Passante de l'OA BP. Dans ces conditions, nous rappelons le modèle analytique d'erreur temporelle pour $n < N_{max}$:

$$\sigma_{tempo}^2(n) \approx 0,04 \left(\frac{V/D}{BP} \right)^2 \left(\frac{D/r_0}{(n+1)} \right)^{5/3} \quad (7.9)$$

Ce modèle ne prend pas en compte l'effet d'atténuation de l'échelle externe L_0 . Nous proposons donc de nous appuyer sur d'autres travaux pour modifier légèrement le modèle de [Conan *et al.*, 1995].

Prise en compte de la Grande Échelle L_0 dans la modélisation analytique :

L'effet d'atténuation de l'échelle externe L_0 est particulièrement notable sur les modes de basculement pour des valeurs de L_0 proches du diamètre de la pupille. Afin de pouvoir tenir compte de ces effets particulièrement importants dans nos conditions de turbulence sur étoile ($D/L_0 \sim 0,6$), nous adoptons une expression modifiée du résidu temporel des modes de basculement $\sigma_{tempo}^2(n=1)$, dans le cas monocouche, établie à partir d'une étude interne⁴ [Onera-DOTA/HRA, 2003] (cas $BP > \nu_c(n=1)$, vérifié quelques soient nos conditions) :

$$\begin{cases} \sigma_{tempo}^2(n=1) = \sigma_{Karman}^2(n=1) A^2 \left[\frac{21}{40} - \frac{27}{184} A^{14/3} \right] & , D/L_0 > 0,6 \\ \sigma_{tempo}^2(n=1) = \sigma_{Karman}^2(n=1) B^2 \left[\frac{45}{56} - \frac{9}{56} B^{8/3} - \frac{8}{35} \chi^{7/3} \right] & , D/L_0 \leq 0,6 \end{cases} \quad (7.10)$$

Avec $\sigma_{Karman}^2(n=1)$ la variance moyenne de la phase turbulente sur les modes de basculement, pour un spectre Von Karman, et :

$$\begin{cases} A = \frac{V}{L_0 BP} \\ B = 0,6 \frac{V}{D BP} \\ \chi = 1,667 \frac{D}{L_0} \end{cases} \quad (7.11)$$

Nous mettons maintenant en œuvre le modèle ainsi modifié pour comparaison aux simulations end-to-end.

4. Développement analytique de l'expression 3.7 prenant en compte une expression modifiée de la DSP asymptotique des modes turbulents de basculement, dans le cas d'une couche unique, représentée en tirets rouges figure 7.10.

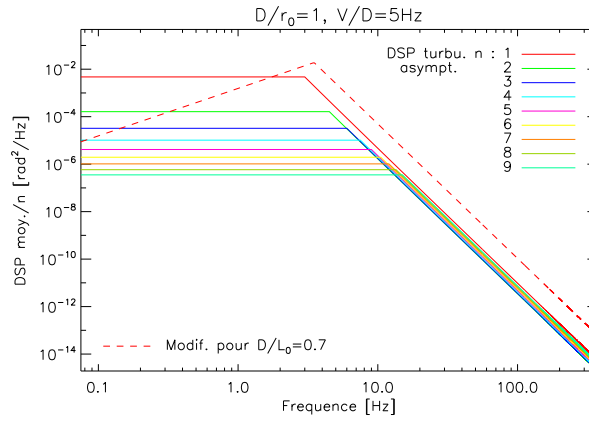


FIGURE 7.10 – Modélisation asymptotique de la DSP temporelle de la phase turbulente décomposée sur la base des polynômes de Zernike. On a représenté en tirets rouges la DSP modifiée des modes de basculement pour tenir compte de l'échelle externe, tel que $L_0=2,14\text{m}$. On a ici moyenné toutes les DSP au sein d'un même ordre radial.

Comparaison à la simulation end-to-end :

Nous donnons la démarche suivie afin d'étudier le comportement du modèle analytique d'erreur temporel à l'aide des simulations end-to-end, la comparaison des résidus de correction est présenté sur la figure 7.11 :

1. Nous reprenons la simulation end-to-end avec un asservissement parfait, sans retard (**triangles bleus**), présentée dans la sous-section précédente 7.4.3. Le résidu de correction de cette simulation correspond aux effets combinés de la sous-modélisation et du repliement.
2. A ce résidu, nous ajoutons aux N_{max} premiers ordres radiaux la contribution du résidu temporel estimé analytiquement $\sigma_{tempo}^2(n)$.
3. Nous comparons cette somme (**carrés oranges**) au résidu de correction obtenu en simulation end-to-end de l'OA complète (**croix rouges**), présenté dans la section 7.3. Les écarts que l'on observe alors sont imputables à des biais du modèle analytique d'erreur temporelle, ou à des termes de corrélation négligés dans notre somme quadratique des termes d'erreur.

Les 4 graphes du haut de la figure 7.11 correspondent aux cas d'étude sur générateur de turbulence. Celui du bas représente l'étude du cas stellaire. Pour ce dernier, nous avons simplement représenté le D/r_0 typique de 16, la vitesse du vent étant la même pour tous les cas simulés (4,8m/s). Nous commentons ces résultats :

- De manière globale, le résidu temporel modélisé analytiquement permet de rendre compte assez fidèlement du résidu de correction total, une fois ajouté à la contribution de la sous-modélisation et du repliement.
- Le résidu de correction sur les modes de basculement semble correctement modélisé également, par la prise en compte des effets de l'échelle externe. Que ce soit sur générateur de turbulence ($D/L_0=0,15$), ou sur étoile ($D/L_0=0,5$).
- On ne constate pas d'écarts notables sur les ordres radiaux 2 et 3. Il n'est donc pas nécessaire de généraliser la modification du résidu de correction temporelle par l'échelle

externe à ces ordres.

- On constate quelques écarts pour n proches de N_{max} par valeurs inférieures, notamment quand la vitesse du vent est élevée ($V/D=14,67$ et 20Hz). Pour illustrer la cause supposée de ces écarts, nous avons représenté sur la figure 7.11 la limite de validité du modèle analytique de [Conan *et al.*, 1995] (ligne verticale trait-pointillés bleue), correspondant à $\nu_c(n) < BP$. Quand le vent est fort, cette limite est atteinte avant N_{max} . Par exemple pour $V/D=20\text{Hz}$, $\nu_c(n) > BP$ pour $n>5$ dans une configuration typique d'ODISSEE⁵. Au delà et jusqu'à N_{max} , il est possible d'observer des biais dans la modélisation de l'erreur temporelle. C'est ce que l'on observe sur la figure 7.11. Ce constat est lié au fait que la bande passante n'est pas optimisée dans notre intégrateur à gain scalaire.
- On ne possède pas d'information après N_{max} , où en théorie le résidu de correction est donné par le résidu de Noll. Cependant, pour un vent fort, on avait souligné la possible amplification de la turbulence sur les ordres radiaux élevés du fait de l'absence d'une optimisation modale du gain sur ODISSEE. Cette amplification après N_{max} n'est pas modélisée ici, bien que visible sur les courbes.

5. BP=41Hz avec $f_{ech} = 750\text{Hz}$, un gain de 0,4 et 2,3 trames de retard ;

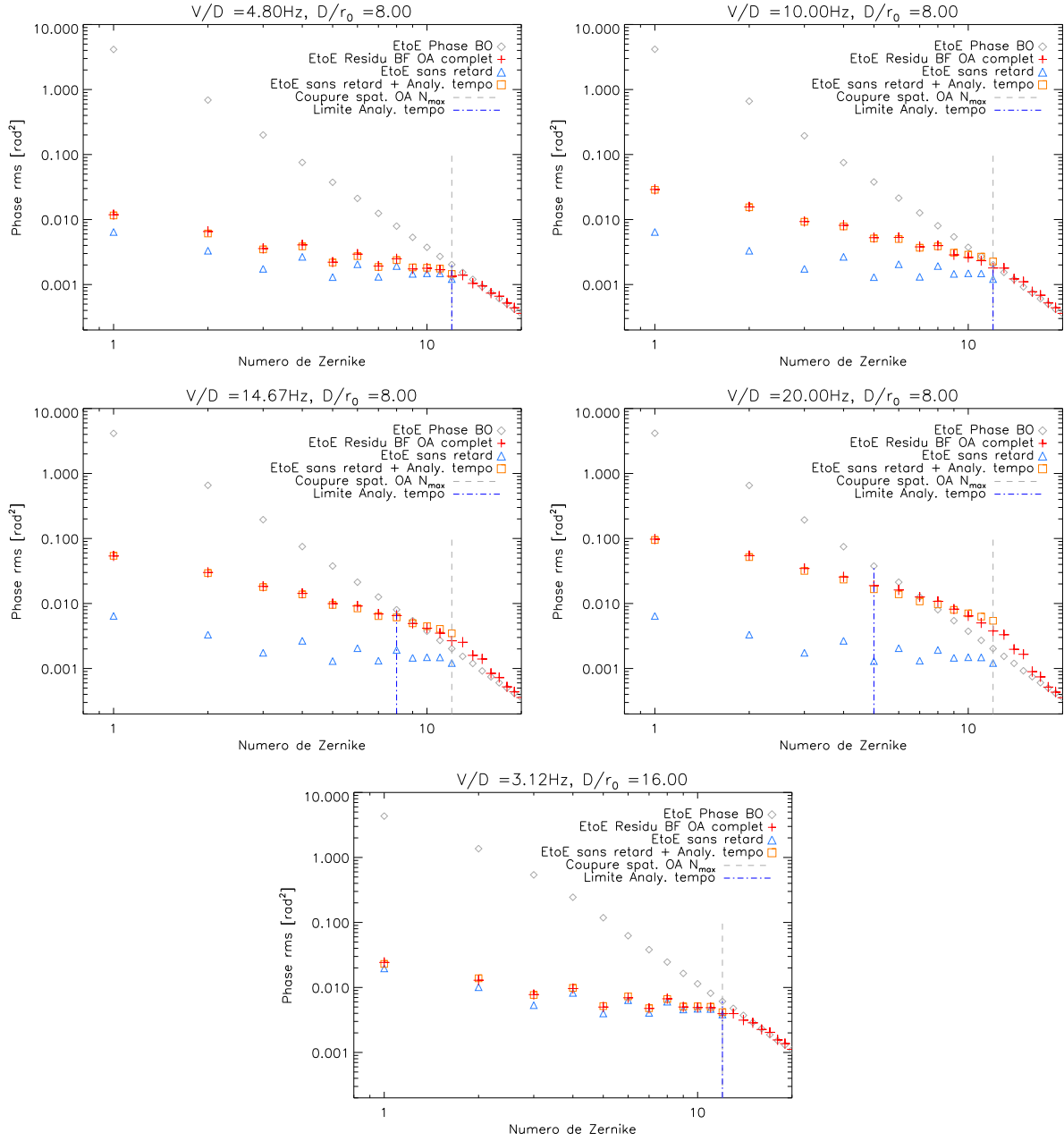


FIGURE 7.11 – Modélisation analytique du résidu temporel moyen par ordre radial, comparaison à la simulation end-to-end (EtoE) dans chacun des cas de turbulence étudiés dans ce chapitre. On ajoute à la simulation end-to-end sans retard (triangles bleus) le modèle analytique d’erreur temporelle pour $n < N_{max}$, pour obtenir la courbe en carrés oranges. On compare cette courbe au résidu d’OA complet obtenu en simulation end-to-end (croix rouges).

D'un point de vue maintenant quantitatif, nous avons reporté dans le tableau 7.6 notre estimation analytique du terme d'erreur temporelle (colonne « $\text{Analy}<N_{max}$ »). Nous le comparons au résidu de correction temporelle des simulations end-to-end. Nous estimons ce dernier pour soustraction du résidu lié à la combinaison du repliement et de la sous-modélisation, à celui de l'OA complète, dans l'approximation d'une somme décorrélée des termes d'erreur.

- On compare les résidus temporels jusqu'à la coupure N_{max} : dans le cas du générateur de turbulence, la modélisation analytique suit très bien le résidu estimé sur les simulations end-to-end (colonne « $\text{EtoE}<N_{max}$ »), avec des écarts relatifs de 2 à 3%. Il en va de même sur étoile, bien que les écarts relatifs soient plus importants (20-30%). Dans ce cas où le D/r_0 est plus élevé (8 à 25), il est vraisemblable d'observer de possibles effets de couplage entre termes d'erreur, plus importants que dans le cas du générateur de turbulence ($D/r_0=8$).
- Dans les cas où le vent est fort ($V/D=14,67$ et 20Hz), on observe un résidu temporel après N_{max} en simulation end-to-end, dont l'origine a déjà été discutée. Ce résidu n'est pas modélisé analytiquement, et nous pouvons quantifier ici l'erreur qui sera faite dans l'estimation de l'erreur temporelle (colonne « $\text{EtoE}>N_{max}$ »). Dans le cas extrême d'un V/D de 20Hz (30m/s), c'est presque 20% de l'erreur temporelle qui est mésestimée. Ce cas ne concerne que l'observation de satellite, l'effet pouvant être supposé comme faible dans le cas stellaire.

TABLE 7.6 – Comparaison du résidu temporel [rad^2] obtenu en simulation end-to-end (EtoE) au modèle analytique, étant donnée une correction des $N_{max}=12$ premiers ordres radiaux. La simulation end-to-end permet de discriminer le résidu temporel avant N_{max} , de celui après N_{max} .

	D/r_0	V/D	D/L_0	$\text{EtoE}<N_{max}$	$\text{EtoE}>N_{max}$	$\text{Analy}<N_{max}$
Générateur de turbulence	8	4,80	0,15	0,067	0	0,064
		10,00		0,269	0	0,276
		14,67		0,594	0,092	0,594
		20,00		1,153	0,259	1,103
Étoile	8	3,12	0,5	0,019	0	0,025
	16			0,066	0	0,079
	25			0,146	0	0,165

Maintenant que nous avons étudié la modélisation analytique du dernier terme d'erreur de l'OA, nous synthétisons les résultats de cette section.

7.4.5 Synthèse

Nous synthétisons dans le tableau 7.7 la comparaison terme à terme entre simulation end-to-end et modélisation analytique ajustée à la configuration d'ODISSEE. Le tableau 7.8 résume quant à lui le résidu total de correction d'OA obtenu par simulation end-to-end, comparé à nos modèles ajustés, et aux modèles de [Conan, 1994].

Le modèle de sous-modélisation a été ajusté dans notre configuration pour décrire exactement le résidu théorique, ce que nous constatons de manière évidente dans le tableau 7.7. Il est donc normal dans le cas sur étoile, où il s'agit du terme dominant, que la modélisation analytique rende très bien compte du résidu effectif total. Il en va de même pour le terme de repliement.

Le modèle d'erreur temporelle de [Conan, 1994], modifié pour prendre en compte l'effet de l'échelle externe sur le résidu des basculements, et étendu à un nombre supérieur d'ordre radiaux corrigés (de 10 à 12), est très bien adapté aux vitesses de vents raisonnables (<20m/s). Cependant, il ne modélise pas les effets d'amplifications quand le gain est mal adapté aux propriétés temporelles des modes de hautes fréquences de la turbulence. On observe donc des écarts sensibles entre modélisation analytique et résidu effectif dans le cas sur générateur de turbulence, à fortes vitesses, où l'erreur temporelle est dominante.

Si l'on compare nos ajustements aux modèles de [Conan, 1994] (tableau 7.8), on remarque que l'on a globalement gagné en précision en regard du résidu effectif. Ce constat est notable, avec la même logique que nos remarques précédentes, dans les cas où la sous-modélisation est dominante, à savoir sur étoile. Pour l'erreur temporelle, la prise en compte d'ordres radiaux corrigés supplémentaires, et des effets de l'échelle externe sur les modes de basculement, ne permet qu'un gain relatif en précision : l'écart avec le résidu effectif est dominé par les effets d'amplification de la turbulence après N_{max} , dans les cas de fortes vitesses de vents.

TABLE 7.7 – Synthèse de la comparaison entre les termes d'erreur de l'OA obtenus en simulation end-to-end (E2E) avec leur modélisation analytique (An.) ajustée à la configuration d'ODISSEE. Les résidus sont donnés en variance de phase [rad²] à 635nm.

	D/r_0	V/D	D/L_0	$\sigma_{fitting}^2$		σ_{repli}^2		σ_{tempo}^2	
				E2E	An.	E2E	An.	E2E	An.
Générateur de turbulence	8	4,80	0,15	0,190	0,190	0,136	0,134	0,067	0,064
		10,00						0,267	0,276
		14,67						0,686	0,594
		20,00						1,412	1,103
Étoile	8	3,12	0,5	0,190	1,190	0,136	0,134	0,019	0,025
	16			0,603	0,603	0,422	0,424	0,066	0,079
	25			1,270	1,268	0,879	0,892	0,146	0,165

TABLE 7.8 – Résidu de correction total obtenu en simulation end-to-end, comparé aux résidus estimés analytiquement par [Conan, 1994] et par nos modèles ajustés à la configuration d’ODISSEE. On donne les résidus en variance de phase [rad²] à 635nm

	D/r_0	V/D	D/L_0	End-to-End	Analy. ajusté	Analy. Conan
Générateur de turbulence	8	4,80	0,15	0,414	0,390	0,429
		10,00		0,628	0,602	0,622
		14,67		0,975	0,920	0,911
		20,00		1,556	1,430	1,375
Étoile	8	3,12	0,5	0,345	0,349	0,397
	16			1,092	1,106	1,259
	25			2,294	2,328	2,649

Dans ce chapitre, nous avons étudié théoriquement le comportement de l’OA d’ODISSEE à l’aide de simulations end-to-end. Pour un jeu de conditions de turbulence typiques de celles rencontrées sur le banc, nous avons maintenant à disposition une estimation des performances du banc dans un mode de fonctionnement nominal.

Nous avons également mis en place les outils de modélisation analytiques de la littérature, plus efficaces et rapides à mettre en œuvre pour la confrontation des résultats expérimentaux. Pour cela nous avons étudié leurs sources d’imprécisions à l’aide des simulations end-to-end. Nous les avons également ajustés quand cela était possible pour rendre compte au mieux des termes d’erreurs de l’OA dans notre configuration particulière. Un gain en précision a ainsi été permis.

Les modèles étant maintenant recalés, il est en toute rigueur possible d’étudier les performances expérimentales du banc à l’aide de ces outils analytiques.

Chapitre 8

Étude des performances expérimentales sur générateur de turbulence interne

Sommaire

8.1	Présentation du module de génération de turbulence	203
8.2	Étude de la turbulence générée	206
8.2.1	Statistique de l'écran sur une rotation complète	206
8.2.2	Recherche d'un cadre expérimental optimal	209
8.3	Confrontation des mesures ASO aux modèles analytiques	212
8.4	Performances en imagerie monochromatique	215

La confrontation entre résultats expérimentaux et modèles est difficile à réaliser directement sur le ciel. En effet, cette situation nous expose directement à des phénomènes que nous n'avons pas encore pris en compte, tels que ceux potentiellement liés à la turbulence de dôme, ou bien au télescope (vibrations, dégagements de chaleur,...). De plus, le sous-dimensionnement notable du banc vis-à-vis de la turbulence très défavorable du site n'est pas des plus confortable pour cette étude.

Une étape de validation expérimentale intermédiaire est nécessaire. Nous allons ainsi étudier dans ce chapitre les performances du banc et leur confronter nos modèles prédictifs dans des conditions de turbulence maîtrisées et nominales vis-à-vis du dimensionnement. Nous cherchons alors à analyser les performances du banc, tant du point de vue de l'OA que de l'imagerie, pour identifier et corriger les manquements de nos modélisations. Il s'agit donc de pouvoir discriminer le cas échéant des termes d'erreur non pris en compte jusque là.

Pour cela, nous travaillons en interne. On s'affranchit alors des termes d'erreur exogènes, turbulents ou vibratoires, introduits par le train coudé ou le dôme. Des perturbations maîtrisées sont générées dans le système à l'aide d'un module dédié, placé en entrée du banc. Nous considérons également de bonnes conditions de flux sur source de calibration monochromatique laser, de façon à pouvoir négliger les effets du bruit et les aspects chromatiques, qui complexifient l'exploitation des données sur le ciel.

Nous décrivons dans un premier temps le module de génération de turbulence. Nous étudions ensuite la turbulence ainsi produite. Une fois ceci fait, nous analysons les performances

de l'OA à l'aide des modèles analytiques introduits au chapitre 7, avant de considérer la calibration monochromatique de la voie scientifique.

8.1 Présentation du module de génération de turbulence

Nous avons intégré sur ODISSEE le module de simulation de turbulence du banc BOA (présenté sur l'image figure 8.1) lors de la campagne d'Avril 2014. Il est placé avant le foyer d'entrée du banc **F1**. Il est constitué d'un écran de phase réfléchissant à 45° en faisceau collimaté $\mathbf{Ma}_{turb}$, conjugué de la pupille d'entrée du banc **P1** par l'ensemble $\{\mathbf{Da}_{turb}, \mathbf{Db}_{turb}, \mathbf{D3}, \mathbf{D4}\}$. Le système foyer-infini-foyer $\{\mathbf{Da}_{turb}, \mathbf{Db}_{turb}\}$ permet de conjuguer la source maintenant placée en $\mathbf{F}_{turb}$ au foyer d'entrée du banc **F1**. Cet écran est mis en rotation par un moteur continu, ce qui permet de faire défiler le front d'onde aberrant dans la pupille projetée près de son bord extérieur comme représenté figure 8.2.

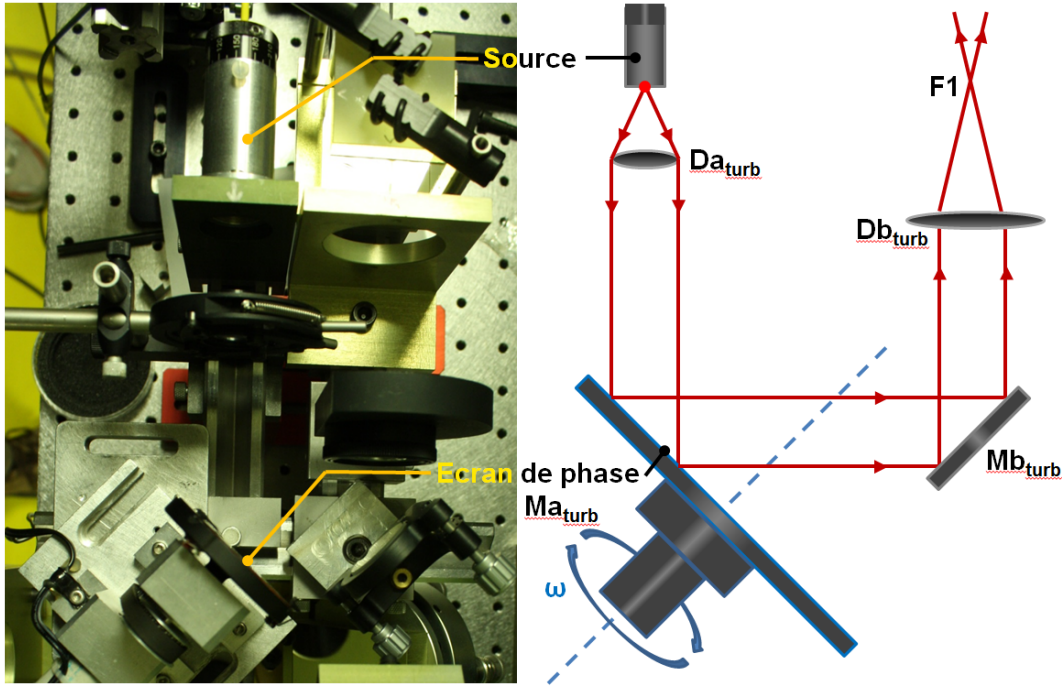


FIGURE 8.1 – Photographie du module de génération de turbulence adapté sur ODISSEE. A droite le schéma du montage.

En admettant que la taille de la pupille projetée (diamètre $d=2,5\text{mm}$ en théorie) est petite devant son parcours fermé sur l'écran ($\Phi_{ecran}=50\text{mm}$ de diamètre), on peut assimiler le mouvement de rotation à la translation d'une couche turbulente conjuguée à la pupille du télescope. En supposant de plus que la vitesse de rotation est constante, on peut se placer dans le cadre de l'hypothèse de Taylor et ainsi retrouver toutes les propriétés temporelles de la turbulence atmosphérique telles que décrites dans [Conan, 1994].

La vitesse de défilement de la phase turbulente dans la pupille, et donc la vitesse du vent, est directement liée à la vitesse de rotation de l'écran. La vitesse équivalente du vent V ramenée à la pupille télescope (diamètre D_{tel}) en fonction de la vitesse de rotation ω en tour par seconde est ainsi donnée par :

$$V = 2\pi\omega r \frac{D_{tel}}{d} \quad (8.1)$$

Avec $r=17\text{mm}$ la position radiale du centre de la pupille projetée sur l'écran, tel que présenté sur le schéma de la figure 8.2. Dans ces conditions, on a en théorie 43 fois la dimension de la pupille sur le trajet fermé de la pupille sur l'écran. Le tableau 8.1 donne les vitesses de vent équivalentes ainsi calculées. **Notons que ces valeurs sont seulement données en théorie. Il est en effet difficile de positionner précisément le centre de la pupille sur le bon rayon avec une précision inférieure à 1mm (soit V donné à 3% près environ). Il nous faut donc dans les sections suivantes déterminer les vitesses de vent équivalentes effectives.**

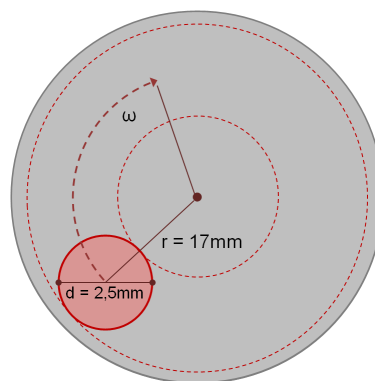


FIGURE 8.2 – Schéma de la pupille projetée (rouge) sur l'écran de phase.

L'écran de phase utilisé¹ a été réalisé à l'Observatoire de Paris (GEPI) par procédé de lithographie sur résine et substrat de verre. Le masque de phase haute résolution de statistique spatiale Kolmogorov a été livré par l'ONERA, puis pixélisé dans les trois dimensions pour être imprimé dans la résine.

Avec un r_0 de 0,308mm à $\lambda = 635\text{nm}$, on attend dans notre configuration un D/r_0 de 8,12 dans la pupille. Ces conditions de turbulence sont favorables du point de vue de l'OA, en considérant un pas inter-actionneur par rayon de Fried. Cependant, notre montage ne permet pas un contrôle précis de la taille de la pupille projetée sur l'écran. A titre indicatif, une erreur inférieure à 0,5mm sur la taille de la pupille est difficile à mesurer, et conduit à une incertitude sur le D/r_0 de $\pm 1,6$. Il convient donc également de contrôler le D/r_0 effectif de l'écran avant d'étudier les performances de l'OA.

A partir de cette configuration instrumentale, nous allons générer un ensemble de conditions de turbulence par augmentation de la vitesse de rotation de l'écran, et donc de la vitesse de vent. A D/r_0 fixe et condition de forts flux, c'est donc en théorie uniquement le résidu de correction bas-ordre de l'OA qui va évoluer, à l'instar du premier cas d'étude du chapitre 7.

Pour chacune des perturbations générées, nous allons comparer le front d'onde résiduel effectif à celui prévu par les modèles analytiques. Il s'agit donc d'une part de mesurer expérimentalement la variance totale de la phase résiduelle, et d'autre part d'alimenter les modèles analytiques de sous-modélisation, de repliement et d'erreur temporelle avec les D/r_0 et V/D de la turbulence générée. On étudie ainsi le comportement du banc dans un cadre maîtrisé. Nous

1. Référencé par le n° 618

débutons cette étude par une analyse de la phase turbulente effectivement générée.

TABLE 8.1 – Vitesses de vent équivalentes attendues dans l'espace de la pupille télescope

[s/tour]	ω [tour/s]	V [m/s]
9	0,111	7,12
8	0,125	8,01
7	0,143	9,16
6	0,167	10,68
5	0,200	12,82
4	0,250	16,02
3	0,333	21,36
2	0,500	32,04

8.2 Étude de la turbulence générée

Nous étudions dans cette section la turbulence générée à l'aide de l'écran en rotation. Nous reconstruisons le front d'onde à partir des mesures de l'ASO en boucle ouverte sur la base des polynômes de Zernike, suivant la méthode décrite au chapitre 3. Nous détaillons la démarche nous permettant de nous placer dans le cadre expérimental le plus maîtrisé possible, afin d'étudier en interne les performances de l'OA.

8.2.1 Statistique de l'écran sur une rotation complète

Les acquisitions couvrent plusieurs tours d'écran de phase, ce qui peut être observé sur la figure 8.3, où pour la vitesse de rotation la plus faible (9s/tour soit $V_{eq} = 7,2m/s$) nous avons représenté en haut l'évolution temporelle de la phase turbulente reconstruite sur le premier astigmatisme et la première coma. La période du motif répété correspond exactement à la période de rotation. En conséquence, quelque soit la grandeur observée et dérivée des mesures de l'analyseur, on observera ce motif périodique, et à quelques écarts près la même occurrence de turbulence répétée à chaque tour d'écran, échantillonnée différemment suivant la vitesse de rotation.

Sur le motif périodique, on repère la présence de défauts optiques, responsables d'un surcroît d'aberrations, visible de manière synchrone sur tous les polynômes de Zernike de la phase turbulente. Il n'est pas étonnant d'observer ce phénomène, du fait de la taille relativement petite de la pupille projetée sur l'écran, et donc de la sensibilité du système à des défauts de surface locaux.

Le spectre de la turbulence générée effectivement à l'aide du module est présenté au bas de la figure 8.3. Il représente la variance de phase turbulente moyennée par ordre radial, sur plusieurs rotations de l'écran. Nous y avons ajusté au sens des moindres carrés un spectre de Kolmogorov (tirets) :

- On observe premièrement de nombreux écarts de la phase turbulente à la statistique de Kolmogorov attendue hors basculements du fait de la présence des défauts optiques.
- Il est difficile dans ces conditions de choisir le domaine du spectre pour estimer le D/r_0 . Dans ce cas, nous l'évaluons à 10,1 à 635nm, ce qui est très probablement biaisé, et loin du D/r_0 attendu de 8,12.
- On note également la sur-excitation notable des modes de basculement. Elle est due à un défaut d'orthogonalité entre l'axe de rotation et le plan de l'écran, entraînant une oscillation (« wobble »). Du fait de sa lente évolution (sur une rotation soit 2s à 9s suivant la vitesse), elle est facilement corrigée à la cadence d'asservissement de l'OA (750Hz), sans résidu notable.

Dans ces conditions, nous estimons donc les paramètres de la turbulence, pour chaque vitesses de rotation : D/r_0 ainsi que vitesses de vent (ou V/D) équivalentes, estimées sur les Densités Spectrales de Puissances (DSP) temporelles de la turbulence sur la base des polynômes de Zernike (cf. chapitre 2). Ces paramètres turbulents sont reportés dans le tableau 8.2 :

- On note d'une part la bonne adéquation de manière générale des vitesses équivalentes de vent par rapport à la consigne.

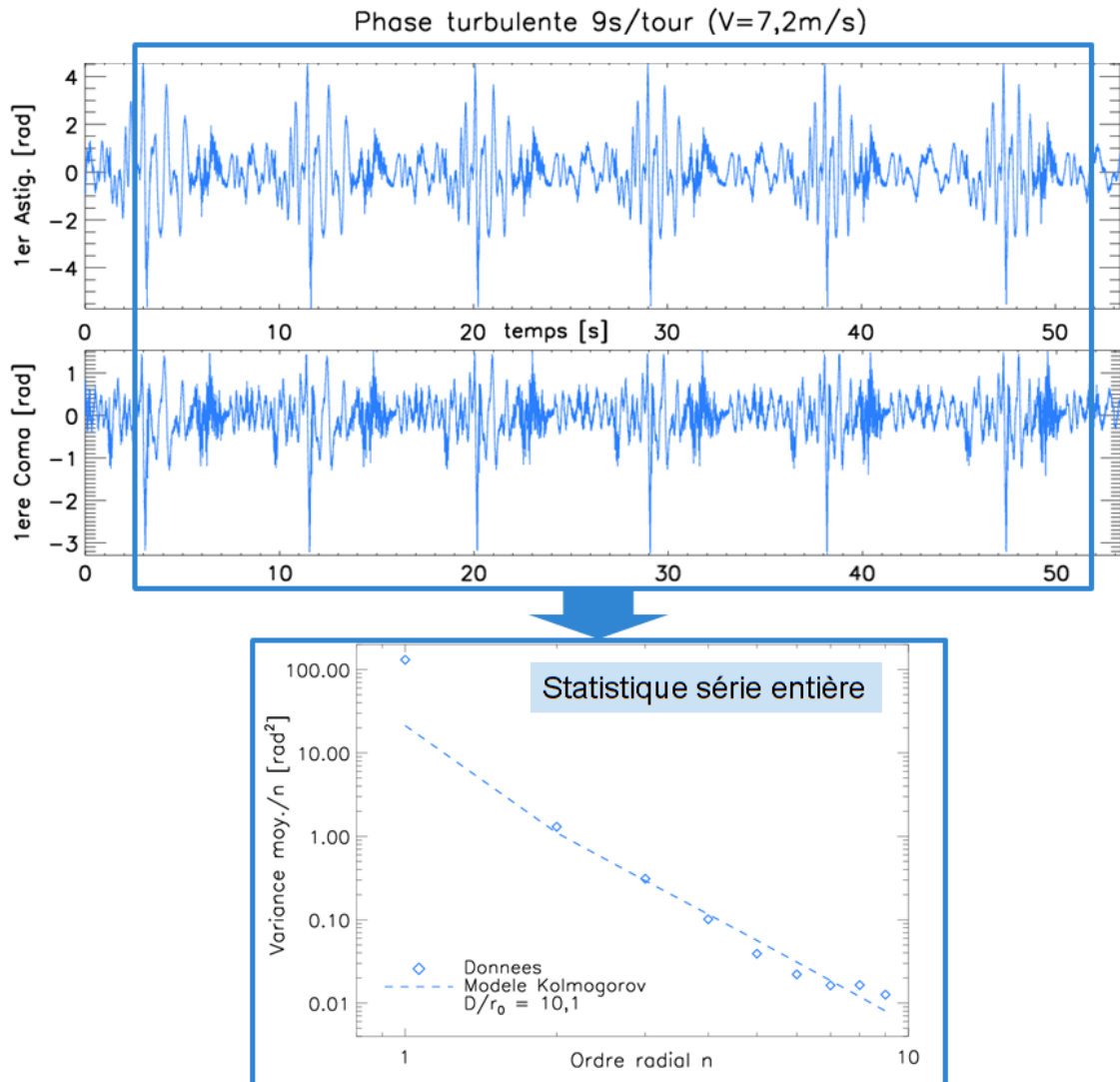


FIGURE 8.3 – Séries temporelles de la phase turbulente reconstruite à partir des mesures ASO sur générateur de turbulence, pour une vitesse de vent de 7,2m/s. On représente ici le premier astigmatisme et la première coma de la phase reconstruite. On note le motif périodique lié à la rotation de l'écran. La statistique de l'écran sur une période de rotation entière est donnée en bas. On note les écarts avec une lois de Kolmogorov (tirets bleus).

- D’autre part, le D/r_0 augmente avec la vitesse de vent, alors que le même écran est utilisé à chaque acquisition.

On peut expliquer ces biais en comparant les spectres de la phase turbulente reconstruite à partir des mesures de l’ASO, pour différentes vitesses de vent. La figure 8.4 présente ainsi la variance moyenne par ordre radial de la phase turbulente reconstruite, pour les deux vitesses de vent extrêmes générées (7,8 et 28,2m/s). On y remarque un accroissement de l’énergie sur les ordres radiaux élevés quand la vitesse augmente. Il ne peut s’agir que d’un couplage entre le terme d’erreur temporelle et le repliement des hauts ordres sur la mesure ASO. Ce terme de couplage augmente de manière évidente avec la vitesse de vent et donc avec l’erreur temporelle.

- Cette augmentation du repliement haut-ordre biaise la mesure de la turbulence, et ainsi l’estimation du D/r_0 .
- Nos modèles analytiques supposent un découplage couplé des termes d’erreur, et ne peuvent rendre compte de ce phénomène.

Pour illustrer cela nous mettons en œuvre sans le détailler ici nos modèles analytiques recalés au chapitre 7. Nous comparons la variance du front d’onde estimée à partir des mesures ASO $\hat{\sigma}_{res}^2$ sur les séries en boucle fermée, à la variance de phase résiduelle prédite par nos modèles analytiques σ_{res}^2 , alimentés des paramètres turbulents estimés. Ces grandeurs sont reportées dans le tableau 8.2. On observe très clairement les écarts notables qui s’accroissent à mesure que la vitesse de vent augmente.

Il est nécessaire de nous ramener à un cadre expérimental plus maîtrisé, et d’écarter au mieux les biais identifiés ici.

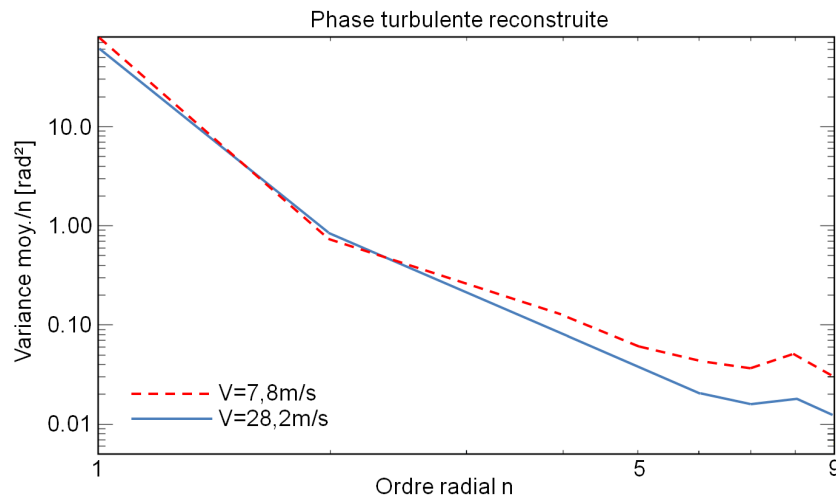


FIGURE 8.4 – Comparaison des spectres de la phase turbulente générée, reconstruite à partir des mesures ASO à 635nm, pour deux vitesses de vent extrêmes (7,8 et 28,2m/S). On note un accroissement de l’énergie sur les ordres élevés, causé par un couplage entre le résidu temporel de correction et le repliement des hauts-ordres de la turbulence.

TABLE 8.2 – Paramètres de la turbulence estimés à partir des données de l’ASO sur générateur de turbulence, sur des séries de mesures couvrant plusieurs périodes de rotation. On compare la variance du résidu de correction donnée en théorie par nos modèles analytique à celle estimée à partir des mesures ASO [rad²]. On donne ces grandeurs à 635nm.

V/D[Hz]		D/r ₀		$\hat{\sigma}_{res}^2$ exp.	σ_{res}^2 analy.
Consigne	Mesuré	Consigne	Mesuré		
4,87	5,11		10,07	0,515	0,582
5,47	5,80		10,20	0,562	0,626
6,27	6,52		10,04	0,604	0,646
8,77	10,52	8,12	10,80	0,928	1,045
10,93	10,58		10,83	0,925	1,055
14,67	14,29		11,35	1,240	1,602
21,33	18,82		12,16	1,833	2,639

8.2.2 Recherche d’un cadre expérimental optimal

Pour garantir un cadre expérimental maîtrisé au mieux, permettant une confrontation entre modèles analytiques et résultats expérimentaux, nous adoptons la démarche suivante :

1. On estime le D/r_0 à la plus petite vitesse de vent générée, afin de limiter le terme de couplage entre erreur temporelle et repliement.
2. On cherche le segment de mesure pour cette acquisition présentant la meilleure statistique de Kolmogorov. On suppose ainsi pouvoir discriminer et écarter les effets parasites générés localement sur l’écran. On procède pour cela par minimisation d’un critère d’erreur quadratique sur la loi de décroissance de la variance de la phase turbulente en fonction de l’ordre radial.

Pour travailler sur le segment optimal, il est important que toutes les grandeurs expérimentales soient déduites de manière synchrone sur le même segment de mesure : paramètres de la turbulence en boucle ouverte et variance de phase résiduelle en boucle fermée doivent donc être estimées au même moment. Pour que cela soit réalisable, nous travaillons sur les mesures faites en boucle fermée. De la mesure ASO en boucle fermée nous reconstruisons la phase résiduelle, et nous reconstruisons la phase turbulente à l’aide de cette même mesure et des tensions de correction envoyées au miroir déformable pour estimer le D/r_0 et le V/D (on parle de « pseudo-boucle ouverte », telle que décrite au chapitre 3).

Cette démarche suppose néanmoins de considérer que les propriétés spatiales et temporelles de la phase pseudo-boucle ouverte sont comparables à celles de la phase en boucle ouverte. Cela suppose également l’absence d’erreur de reconstruction de la phase, de dynamique miroir, et la maîtrise des retards.

La recherche du segment optimal est réalisée sur la première période de la série de mesure associée à la vitesse minimale de rotation, soit 7,8m/s. Elle garantit le meilleur échantillonnage spatial de l’écran. On peut ensuite reporter ce segment à toutes les rotations de l’écran par simple translation de la période. De la même façon, le report du segment optimal sur les

acquisitions à vitesses de rotations supérieures est réalisé par identification du motif périodique sur les séries de Zernike, puis mise à l'échelle du segment par le rapport des vitesses de vent. Cette démarche, illustrée sur la figure 8.5, garantit de travailler sur le même segment de mesure quelque soit la vitesse de vent, et permet de considérer des grandeurs moyennées sur chaque période de rotation.

La statistique de la phase turbulente sur le segment optimal identifié est présenté au bas de la figure 8.5 dans l'encadré bleu. En dehors des basculements et des ordres radiaux 7 à 9 affectés par le repliement, la turbulence suit extrêmement bien la statistique de Kolmogorov. Le D/r_0 estimé vaut 7,85 à 635nm, ce qui est tout à fait dans la barre d'erreur du D/r_0 attendu (8,12). Dans ces conditions, nous pouvons maintenant dresser le budget d'erreur de l'OA et l'analyser à l'aide de nos modèles analytiques.

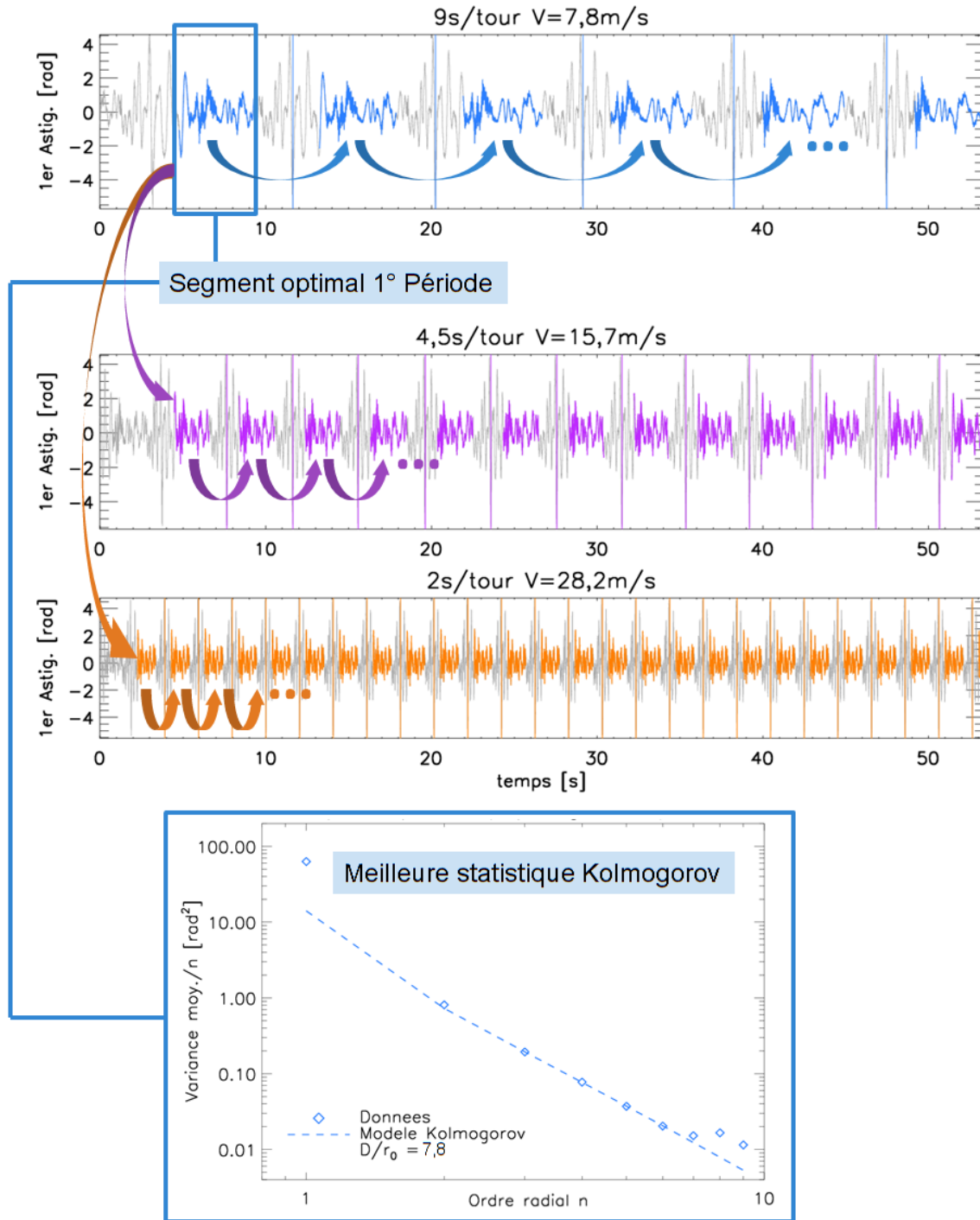


FIGURE 8.5 – Identification des segments ayant la statistique la plus proche de Kolmogorov sur chaque période de rotation. On a représenté ici les séries temporelles de phase turbulente sur le premier astigmatisme pour trois vitesses de vent différentes pour illustration. On recherche sur la première période de la série à plus faible vitesse de vent le segment optimal au sens de la statistique de Kolmogorov (segment bleu). Une translation permet de reporter ce segment de mesure aux autres périodes (flèches bleues). Par une mise à l'échelle, on reporte ce segment sur les séries à vitesses de vent supérieures (flèches et segments violets et oranges). On a représenté en bas de la figure la variance moyenne de la phase turbulente par ordre radial, sur le segment optimal.

8.3 Confrontation des mesures ASO aux modèles analytiques

Sur les segments de mesures dits optimaux au sens de la statistique de Kolmogorov, nous étudions les écarts entre la variance de phase résiduelle estimée à partir des mesures ASO $\hat{\sigma}_{res}^2$, et celle prédite théoriquement par les modèles analytiques σ_{res}^2 . Nous cherchons ainsi à valider le comportement du banc en présence d'une turbulence maîtrisée. La présente étude est réalisée à la longueur d'onde de calibration du banc (635nm). Nous détaillons ici un peu plus le budget d'erreur que nous avons donné à titre d'illustration dans la sous-section 8.2.1, en considérant cette fois-ci les segments optimaux.

Les modèles sont alimentés par les V/D et D/r₀ estimés dans la précédente sous-section. Nous supposons un fonctionnement nominal de l'OA tel qu'étudié dans le chapitre 7. Ainsi, nous partons de l'hypothèse que le résidu de correction de l'OA correspond à la somme quadratique des termes d'erreur de sous-modélisation, de repliement, d'erreur temporelle, et de bruit propagé, statistiquement indépendants. σ_{res}^2 est ainsi donnée par l'expression 3.3.

Soit $\hat{\phi}_{aso}$ le front d'onde résiduel reconstruit à partir des mesures de l'ASO, et $\hat{\sigma}_{aso}^2$ sa variance. Comme nous l'avons introduit au chapitre 3, la reconstruction est réalisée en inversant le modèle ASO direct. Au delà de 9 ordres radiaux introduits dans le modèle, le conditionnement de la matrice ASO se dégrade de manière notable² En l'absence de régularisation, la reconstruction du front d'onde est alors rapidement biaisée par le repliement des ordres radiaux supérieurs, et par le bruit de mesure, tous deux propagés et amplifiés dans la reconstruction. En conséquence, $\hat{\phi}_{aso}$ est reconstruite, sans régularisation, seulement sur les 9 premiers ordres radiaux.

Pour tenir compte de la turbulence non mesurées par l'ASO dans ce budget d'erreur, nous ajoutons à $\hat{\sigma}_{aso}^2$ la variance de phase turbulente au sens d'un résidu de Noll, à partir de l'ordre radial 13³. Ainsi :

$$\hat{\sigma}_{res}^2 = \hat{\sigma}_{aso}^2 + \sum_{n=N_{max}}^{\infty} (n+1)\sigma_{turb}^2(n) \quad (8.2)$$

$\hat{\sigma}_{res}^2$, ainsi que les termes d'erreur estimés analytiquement sont reportés dans le tableau 8.3. Le bruit de mesure, évalué à 0,01rad² en moyenne sur les données est considéré comme négligeable et écarté du budget d'erreur. Le total des termes analytiques, σ_{res}^2 , semble correctement modéliser $\hat{\sigma}_{res}^2$. On remarque néanmoins des écarts compris entre 0,1 et 0,2rad², qui semblent quasi constants quelque soit la vitesse du vent.

Ce constat apparait plus clairement sur la figure 8.7, où nous avons tracé σ_{res}^2 en fonction de $\hat{\sigma}_{res}^2$. Il existe un biais statique d'environ 0,125rad² dans l'estimation analytique de la phase résiduelle, qui est ainsi sous-estimée. En dehors de cet aspect, l'évolution de la phase résiduelle avec la vitesse de vent est très bien modélisée analytiquement.

2. Cela correspond au moment où le nombre de mesures ASO (48 sous-pupilles × 2 directions de mesure de pente locale) s'approche du nombre de modes de Zernike introduits. comme cela est visible sur la figure 8.6.

3. On a établi au chapitre 7 que l'OA corrigeait une partie de la turbulence jusqu'à l'ordre radial $N_{max}=12$.

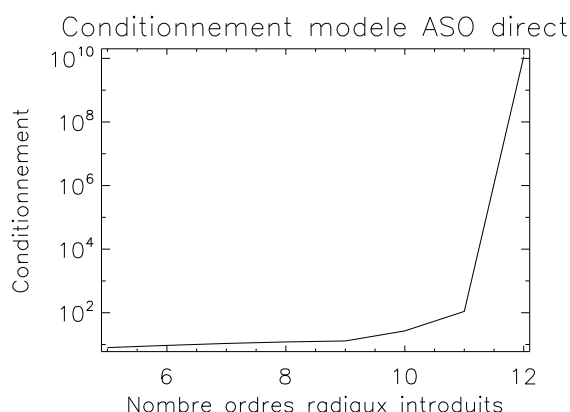


FIGURE 8.6 – Évolution du conditionnement du modèle ASO direct en fonction du nombre de Polynômes de Zernike introduits. Pour éviter la propagation de biais de mesure lors de la reconstruction, on se limite à 9 ordres radiaux dans la configuration d’ODISSEE.

TABLE 8.3 – Modélisation analytique du résidu de correction de l’OA obtenu sur générateur de turbulence interne. On désigne par σ_{res}^2 la variance de la phase modélisée analytiquement, et par $\hat{\sigma}_{res}^2$ la variance de phase résiduelle reconstruite à partir des mesures de l’ASO. Elles sont données à 635nm.

Param. turbulence		Modèles analy. [rad ²]				$\hat{\sigma}_{res}^2$ exp.
V/D [Hz]	D/r ₀	$\sigma_{fitting}^2$	σ_{repli}^2	σ_{tempo}^2	σ_{res}^2	
5,11	7,85	0,184	0,129	0,071	0,384	0,443
5,80				0,091	0,405	0,506
6,52				0,115	0,429	0,550
10,52				0,300	0,613	0,818
10,58				0,303	0,617	0,815
14,29				0,552	0,866	0,988
18,82				0,959	1,272	1,381

On peut montrer qu'une partie de ce biais est imputable au repliement qui affecte la mesure ASO. Le terme de repliement est de plus propagé lors de la reconstruction de la phase. On peut observer ce biais de reconstruction dans le cas d'une phase en pleine turbulence sur la figure 8.5-bas : le spectre de la turbulence est affecté notablement sur les ordres radiaux 7 8 et 9.

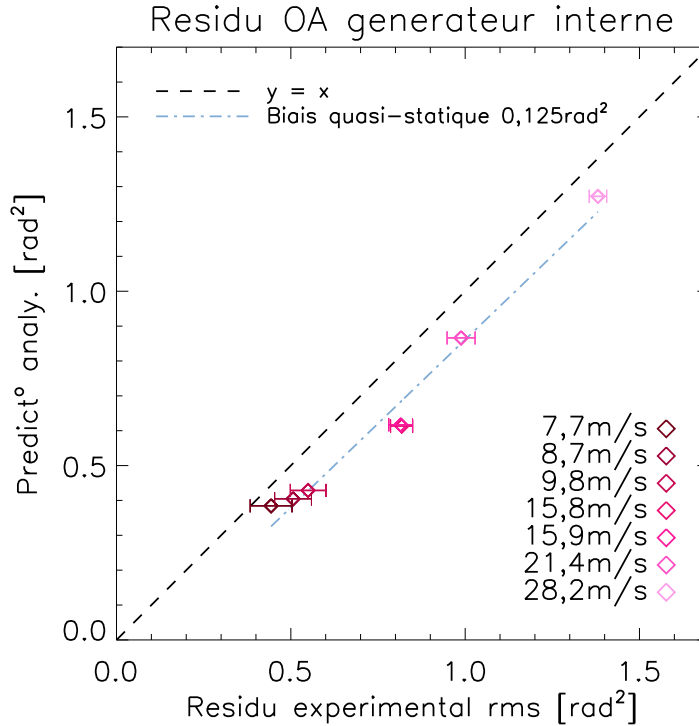


FIGURE 8.7 – Comparaison du résidu de correction estimé à partir des données expérimentales à la modélisation analytique de l'OA, sur les portions de l'écran suivant au mieux la statistique de Kolmogorov. La droite identité est représentée en tirets noirs. L'évolution effective du résidu avec la vitesse de vent est présentée par la droite en tirets-points bleus.

En conclusion : nous sommes capables de bien expliquer l'évolution du résidu de correction avec les conditions de turbulence. Les écarts constatés sont possiblement liés à un terme d'erreur de reconstruction de la phase. Cela nécessiterait une étude plus approfondie du repliement et de sa propagation dans la reconstruction du front d'onde, dans la configuration d'ODISSEE, à l'instar des études que nous avons réalisées au chapitre 7. Maintenant que l'on peut considérer l'OA comme comprise dans ces conditions, nous allons étudier la formation d'images en correction partielle et lumière monochromatique.

8.4 Performances en imagerie monochromatique

En présence des mêmes perturbations calibrées, nous nous intéressons maintenant aux performances du banc en imagerie. De façon à considérer le cas le plus simple dans un premier temps, nous étudions uniquement les images monochromatiques obtenues sur source interne de calibration ($\lambda=635\text{nm}$).

Sur la voie scientifique, la qualité de ces images est fonction du résidu de correction de l'OA étudié dans la précédente section $\hat{\sigma}_{res}^2$, ajouté de manière quadratique aux erreurs de calibration σ_{calibr}^2 et aberrations statiques σ_{stat}^2 du banc. Ces deux derniers termes ont été étudiés au chapitre 6, et il avait alors été établi que les erreurs de calibrations, dont l'impact est inférieur à 1 points de Rapport de Strehl, étaient négligeables.

Les aberrations statiques du banc sont déterminées quant à elles par l'intermédiaire de la FEP de référence du banc en l'absence de turbulence, au moment des acquisitions réalisées sur le générateur de turbulence. Cette dernière est représentée en haut à gauche de la figure 8.8. Sa qualité est évaluée à 77,6% de Rapport de Strehl (RS). Dans l'approximation de l'énergie cohérente, nous en déduisons $\sigma_{stat}^2 = 0,254\text{rad}^2$ ⁴. La variance du front d'onde sur la voie scientifique σ_{ima}^2 est ainsi donnée par :

$$\sigma_{ima}^2 = \hat{\sigma}_{res}^2 + \sigma_{stat}^2 \quad (8.3)$$

Les images obtenues en boucle fermée pour les différentes vitesses de vent sont représentées également sur la figure 8.8. Il s'agit de moyennes de 1024 courtes poses de 5ms de temps d'exposition unitaire. Les Fonctions de Transfert Optique (FTO) normalisées correspondantes sont tracées sur la figure 8.9. On y constate que toutes les images obtenues sont limitées par la diffraction. Nous travaillons en effet dans des conditions de turbulence favorables pour l'OA d'un point de vue spatial ($D/r_0 \sim 8$), ce qui est nominal vis-à-vis des performances attendues (cf. chapitre 7).

Le RS évalué sur les images boucle fermée est reporté dans le tableau 8.4, ainsi que σ_{ima}^2 , et l'Énergie Cohérente (EC) correspondante pour chaque vitesse de vent générée. Les performances en imagerie s'échelonnent ainsi de 58% à 45,6% de RS pour la vitesse de vent la plus importante. Pour cette dernière, on remarque figure 8.8 en bas à droite l'élongation de l'image à l'instar des simulations du chapitre 7.

On constate des écarts assez importants entre EC estimée et RS calculé sur les images :

- La prise en compte du biais statique mis en évidence dans l'évaluation du résidu de correction d'OA permet en toute logique de réduire un peu l'écart entre EC et RS. Cet écart n'est alors plus que de 12 points de RS pour la plus haute vitesse de vent, et de 1 point de RS pour la plus faible si on retranche $0,125\text{rad}^2$ de σ_{ima}^2 .
- Pour le reste, on peut expliquer ces écarts importants, en constatant que le temps de pose total pour chaque image longue pose acquise n'est pas grand devant la période de rotation. A raison de 1024 poses unitaires de 5ms, le temps d'exposition total est seulement de 5,2s. Pour les plus faibles vitesses (9s/tour), ce temps d'exposition ne couvre pas une période entière. Pour les plus fortes (3s/tour), seule une période et demi est couverte. En conséquence, les images sont peu représentatives de la statistique de la phase résiduelle.

4. Cette performance est légèrement en deçà de la performance optimale présentée au chapitre 6

Nous n'avons pu résoudre ce problème d'ordre expérimental, ne disposant à l'heure actuelle que de ces seules séries d'images.

TABLE 8.4 – Synthèse des performances obtenues en imagerie sur ODISSEE, en présence de turbulence artificielle. On compare le RS des images longues poses à la variance du front d'onde sur la voie scientifique, et à l'énergie cohérente correspondante. Les variances de front d'onde sont données en rad^2 à 635nm.

V [m/s]	σ_{ima}^2	EC	RS
7,7	0,697	0,498	0,576
8,7	0,760	0,467	0,576
9,8	0,804	0,448	0,570
15,8	1,072	0,342	0,522
15,9	1,070	0,343	0,523
22,4	1,240	0,289	0,456

L'évolution du RS avec la variance de phase sur la voie scientifique est présentée sur la figure 8.10. Les écarts entre EC et RS constatés précédemment sont visibles ici. Si les valeurs de RS estimés sur ces images expérimentales semblent assez proches des performances théoriques obtenues en simulation end-to-end au chapitre 7, leur évolution en fonction de la variance de phase résiduelle est sensiblement différente. Les simulations end-to-end montraient en effet que RS et EC étaient relativement proches dans ces conditions de perturbations raisonnables. Les écarts entre RS expérimentale et RS théorique sont imputables également au mauvais échantillonnage statistique de la phase résiduelle en imagerie.

En conclusion de cette section : l'étude des performances en imagerie n'a pas révélé l'existence de termes d'erreur supplémentaires imputables au banc. Les écarts que nous avons constatés dans cette étude ont pu être associés à des biais dans le processus d'acquisition des données. Dans ces conditions de turbulence maîtrisée et nominale vis-à-vis du dimensionnement du MD, le comportement effectif du banc semble bien compris, et également nominal. Il est intéressant de noter pour finir que les performances d'ODISSEE en imagerie restent correctes même en présence d'une forte vitesse de vent. Sa bande passante est en ce sens largement sur-dimensionnée pour l'observation astronomique, sur des cibles quasi fixes dans le ciel à l'échelle de temps d'une acquisition.

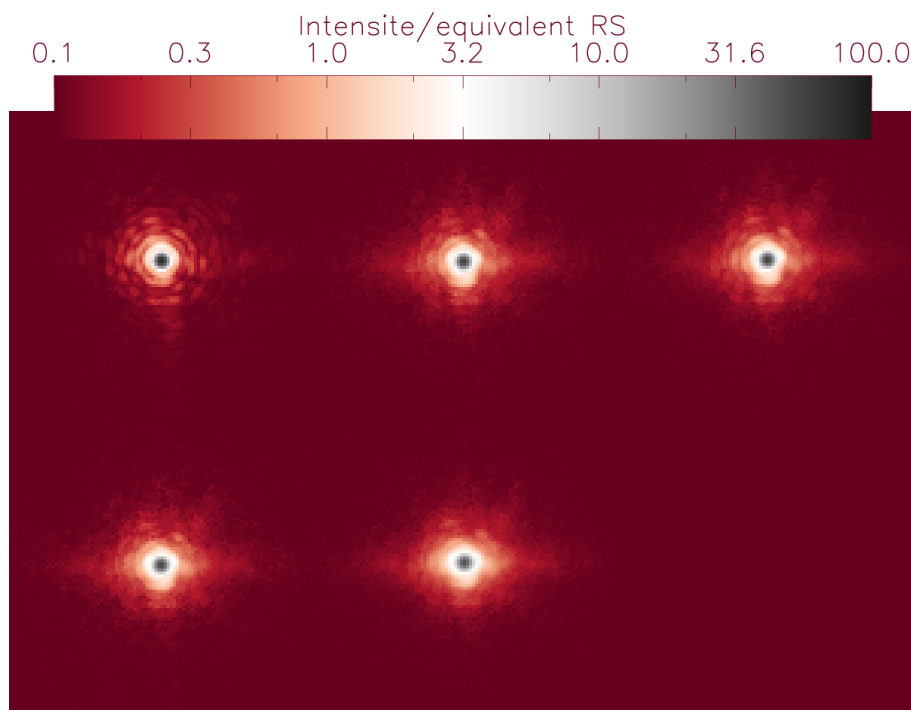


FIGURE 8.8 – Images monochromatiques à 635nm longue pose obtenues en boucle fermée sur générateur de turbulence, pour différentes vitesses de vent équivalentes. Haut-gauche : FEP de référence sans turbulence. De gauche à droite puis de haut en bas : $V = \{7,7 ; 9,8 ; 15,8 ; 21,4\}$ m/s. L'échelle de visualisation est logarithmique, et recalée pour avoir une intensité maximale de 100 à la diffraction. L'intensité au centre de chaque image donne donc le Rapport de Strehl.

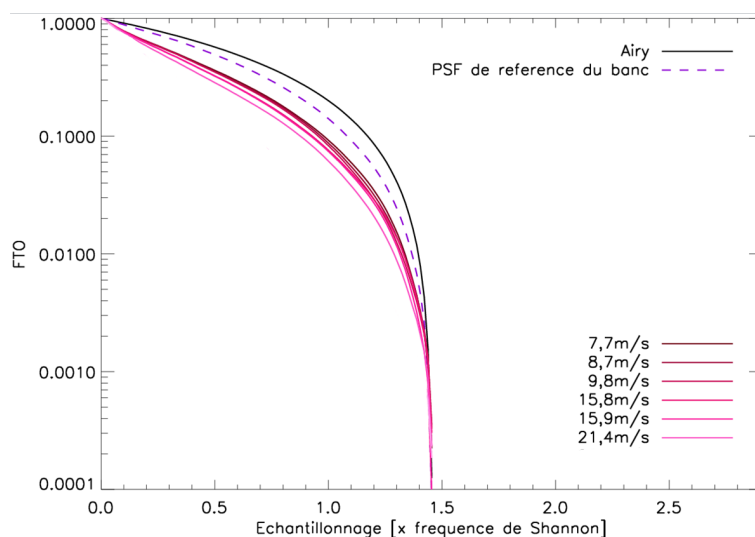


FIGURE 8.9 – Coupe unidimensionnelle des Fonctions de Transfert Optique (FTO) des images obtenues en boucle fermée sur générateur de turbulence, pour plusieurs vitesses de vent équivalentes.

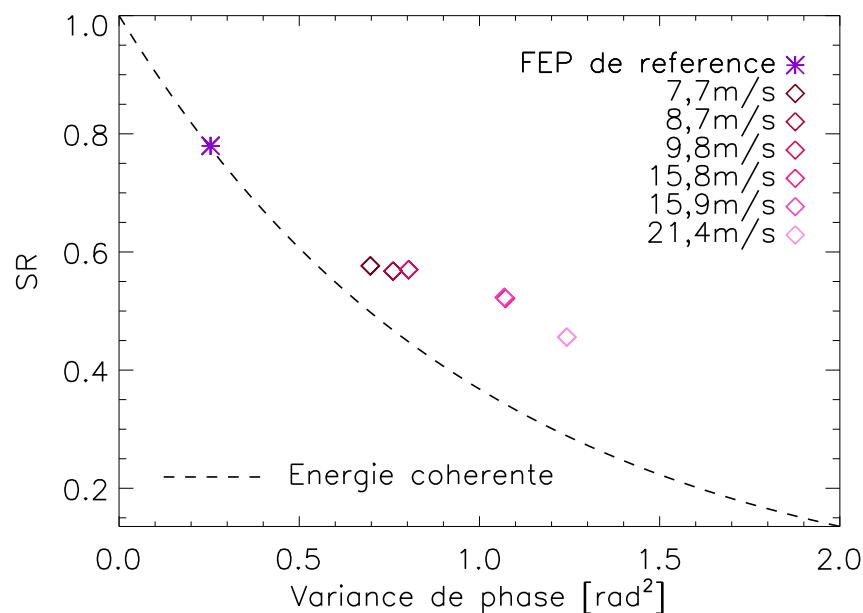


FIGURE 8.10 – Évolution du Rapport de Strehl calculé sur les images en boucle fermée sur générateur de turbulence, en fonction de la variance de phase totale estimée sur la voie scientifique à 635nm.

Le comportement du banc ODISSEE a été étudié expérimentalement en présence d’une turbulence maîtrisée, tant du point de vue de l’OA que des performances en imagerie sur la voie scientifique. Le comportement d’ODISSEE sur ces deux voies semble cohérent. Nous avons dû pour cela nous ramener à des conditions expérimentales favorables pour notre modélisation analytique, et identifier les biais résiduels.

Néanmoins dans la pratique, notre système est sujet à des couplages notablement forts entre termes d’erreur. Nous avons pu les mettre en évidence pour des vitesses de vent élevées, cas typique sur satellite. On ne considère pas en générale ces couplages pour les grands systèmes intégrés dans des sites présentant de très bonnes conditions de turbulence. Dans nos conditions de fortes perturbations, et compte tenu du sous-dimensionnement du banc, l’hypothèse de découplage n’est plus vérifiée. Il serait en particulier intéressant d’étudier le terme de repliement du résidu temporelle, affectant la phase reconstruite à partir des données ASO, à l’instar des travaux présentés dans [Gendron et Rousset, 2012].

Ces résultats expérimentaux sont cruciaux maintenant que nous allons aborder les mêmes problématiques sur ciel, dans des conditions expérimentales beaucoup plus défavorables et moins maîtrisées.

Chapitre 9

Performances sur étoile

Sommaire

9.1	Quantification des vibrations	220
9.2	Budget d'erreur	222
9.3	Imagerie monochromatique stellaire	226

Le fonctionnement de l'optique adaptative d'ODISSEE a été étudié dans des conditions de turbulence maîtrisées et favorables pour son dimensionnement, et nous avons pu constater que ses performances étaient nominales. Nous considérons maintenant dans ce chapitre les résultats expérimentaux obtenus sur ciel, dans l'environnement opérationnel complet du banc. Ce sont des conditions expérimentales nettement moins favorables, car nous sommes maintenant sensibles aux perturbations introduites par le télescope et le train coudé (vibrations), ainsi qu'à des écarts de la turbulence effective avec le modèle Von Karman adopté jusque là (effets de dôme, dégagement de chaleur sur le trajet optique du train coudé). Ce sont qui plus est des conditions de forte turbulence, comme nous l'avons mis en évidence dans la section 5.3. Des biais de mesure sont donc potentiellement propagés dans l'OA, et peuvent également poser problème lors de la reconstruction du front d'onde à partir des mesures de l'analyseur.

Dans ces conditions, nous cherchons à déterminer si les performances du banc sont toujours nominales, au sens de la modélisation analytique du chapitre 7. Le cas échéant, on cherche à identifier les sources exogènes de perturbation liées à l'environnement d'ODISSEE, et à quantifier leur impact sur les performances. Nous préparons ainsi des pistes d'améliorations pour les futures applications du banc, afin de retrouver des performances nominales.

Dans ce contexte, nous dédions une première section de ce chapitre à l'identification et à la caractérisation de l'impact des vibrations sur la performance. En prenant en compte ce terme supplémentaire dans la modélisation du système, nous analysons et discutons ensuite des performances du point de vue du résidu de correction de l'OA obtenus lors d'une des campagnes du banc. Enfin, des résultats sur ciel en imagerie sont présentés et analysés dans le cas simplifié de l'imagerie monochromatique.

9.1 Quantification des vibrations

L'existence de vibrations au foyer coudé de MéO a été mise en évidence lors d'une campagne de caractérisation dédiée, avant l'implantation d'ODISSEE à l'OCA. Nous n'avons pas encore pris en compte ce terme dans l'étude des performances d'ODISSEE. Ainsi, nous présentons ici les travaux réalisés au cours de la thèse dans le but de quantifier leur impact sur l'OA.

Nous considérons les vibrations propagées dans le système, et nous étudions donc en conséquence les données en boucle fermée acquises sur étoile. Nous supposons que ces vibrations n'ont d'impact que sur les modes de basculement, ce que nous avons vérifié sur les modes d'ordres supérieurs *a posteriori*.

Les modes de basculement sont reconstruits à partir des mesures de l'ASO. Fréquence et énergie des vibrations sont identifiées sur les Densités Spectrales de Puissance (DSP) temporelles de ces deux modes. Cette méthode développée pendant la thèse, repose sur un traitement des spectres approchés par un filtre Auto-Régressif d'ordre n (AR n), à l'instar de la méthode présentée dans [Meimon *et al.*, 2010c]. Une DSP expérimentale du premier mode de basculement et sa DSP approximée par un AR d'ordre 75 (tirets violets) sont représentées sur la figure 9.1. **On y a repéré deux vibrations, à 50 et 100Hz environ** (lignes verticales rouges). L'énergie de ces vibrations est représentée en rouge sur la DSP intégrée de la figure 9.1.

On retrouve ces deux vibrations sur l'ensemble des données ciel. On a représenté sur la figure 9.2 la distribution de l'énergie de ces vibrations sur les données de la campagne de Mars 2015, ainsi que la proportion de l'énergie des modes de basculement que cela représente. Ainsi, il est intéressant de noter que **ces vibrations concentrent une part très importante de l'énergie résiduelle totale des modes de basculement, allant de 30 à 80%. Ensuite, la variance du front d'onde résiduel imputable aux vibrations est en moyenne de 0,45rad²**. Il s'agit donc d'un terme dimensionnant pour la performance maximale pouvant être atteinte en OA sur ODISSEE.

L'origine de ces vibrations n'a pu être identifiée avec certitude. Celle de 50Hz fait penser à une perturbation d'ordre électrique. Ensuite, on peut supposer vraisemblablement que celle de 100Hz est une harmonique de la première, étant donnée leur fréquence respective. En dehors de ces remarques, force est de constater que la vibration à 50Hz, qui concentre dans le cas générale plus de la moitié de l'énergie imputable aux vibrations, est située dans le domaine fréquentiel d'amplification de la loi de contrôle intégrateur (overshoot, cf. section 6.3). Il s'agit donc d'une vibration amplifiée par l'asservissement intégrateur simple, qui n'est pas adapté de ce point de vue à l'environnement du banc. Une solution permettant le filtrage de ces vibrations apporterait un gain notable, telle que celle étudiée dans [Petit *et al.*, 2008] et mise en œuvre sur CANARY dans [Sivo *et al.*, 2014].

Pour finir, nous n'avons pu estimer les vibrations sur la voie scientifique. La caméra PCO ne permet pas en effet de tenir une cadence régulière d'acquisition, qui permettrait par traitement des images de réaliser des spectres de déplacements pixelliques. Nous supposons par la suite que les vibrations propagées par l'OA, identifiées sur la voie d'analyse, se retrouvent en intégralité sur la voie scientifique. Nous faisons donc l'hypothèse de l'absence de vibrations

différentielles, ce qui est raisonnable compte tenu de la structure rigide du banc.

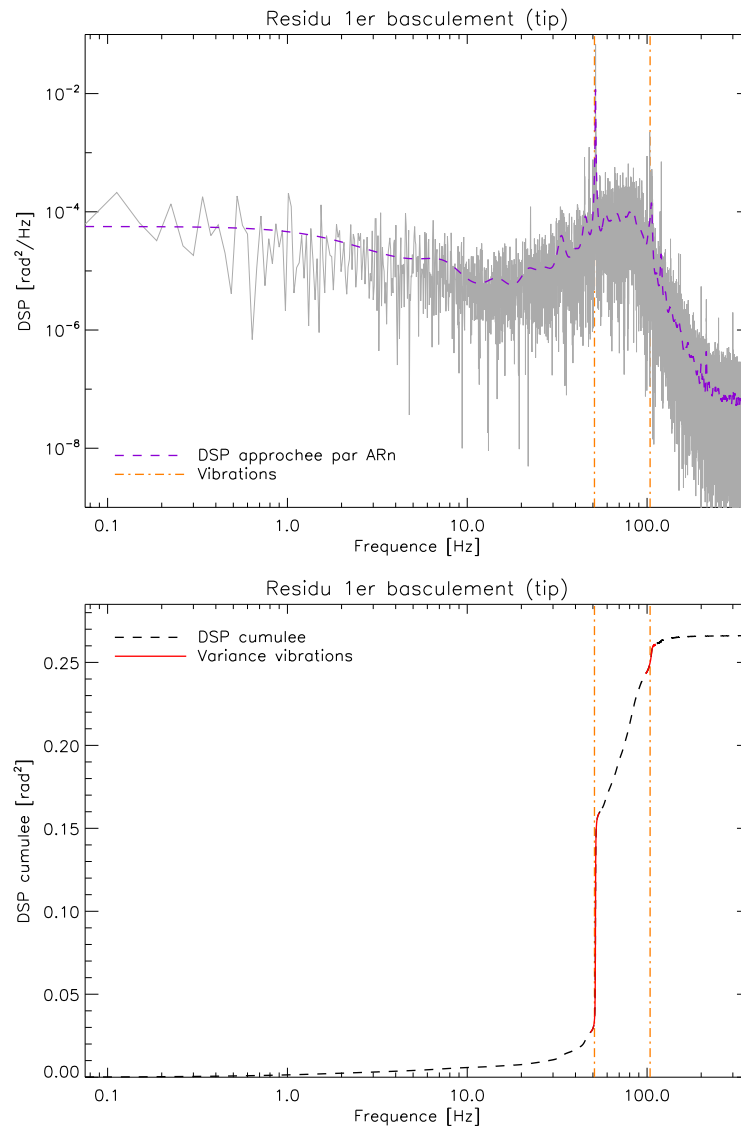


FIGURE 9.1 – DSP temporelle typique du premier mode de basculement sur étoile en boucle fermée (haut). On y a ajouter en tirets violets la DSP approchée par un AR d'ordre 75. Les vibrations identifiées grâce à cet AR sont repérées par des lignes verticales rouges. Bas : DSP cumulée. Les sauts (rouge) permettent d'identifier les vibrations et leur énergie.

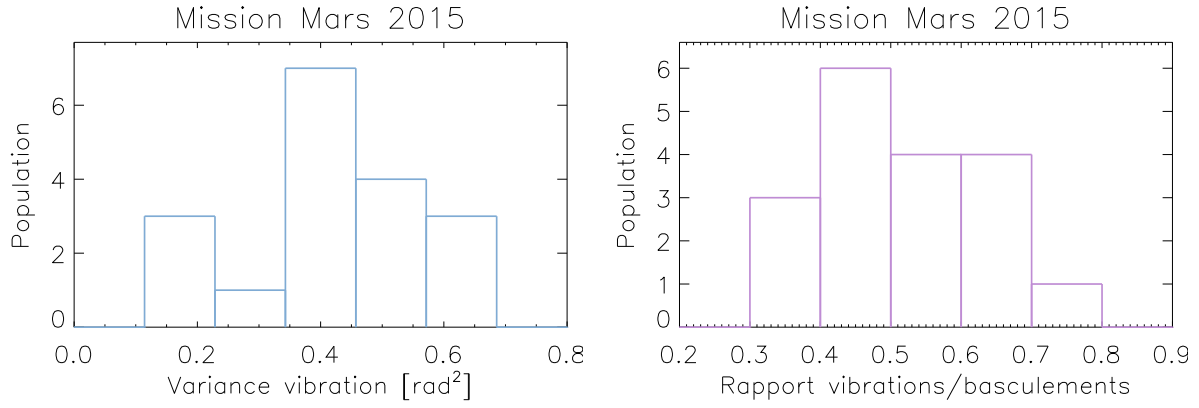


FIGURE 9.2 – Distributions en énergie des vibrations identifiées sur les données boucle fermée sur ciel pendant la campagne de Mars 2015 (sur les modes de basculement), toutes fréquences confondues. Gauche : variance totale des vibrations. Droite : rapport énergie totale des vibrations / énergie totale du résidu de correction des basculements.

9.2 Budget d'erreur

A l'instar de l'étude réalisée au chapitre 8, nous établissons maintenant un budget d'erreur de l'OA, sur ciel cette fois-ci. Nous devons premièrement nous assurer que les performances sont nominales vis-à-vis du fonctionnement attendu de l'OA, tel que nous l'avons modélisé analytiquement. On met en évidence le cas échéant l'existence de sources exogènes de dégradation du front d'onde résiduel. Cette étude est réalisée à la longueur d'onde de calibration du banc à 635nm.

Nous estimons pour cela le résidu de correction de l'OA à partir de la mesure de phase en boucle fermée avec la même démarche que celle qui a été présentée au chapitre 8. Soit $\hat{\sigma}_{res}^2$ la variance du résidu de correction estimée à partir des mesures ASO. Nous considérons les données de la campagne de Mars 2015, et la fermeture de la boucle d'OA sur les cibles stellaires données dans le tableau 9.1.

Notre modélisation analytique du résidu d'OA σ_{res}^2 , au sens d'une somme décorrélée des termes de sous-modélisation (de variance $\sigma_{fitting}^2$), de repliement (σ_{repli}^2) et d'erreur temporelle (σ_{tempo}^2), ne peut rendre compte précisément du résidu effectif. Il est nécessaire pour cela d'y ajouter les variances de bruit et de vibrations estimées sur les données expérimentales. Il vient alors dans l'hypothèse d'un découplage entre termes :

$$\sigma_{res}^2 = \sigma_{fitting}^2 + \sigma_{repli}^2 + \sigma_{tempo}^2 + \sigma_{bruit}^2 + \sigma_{vibr}^2 \quad (9.1)$$

Ces modèles analytiques sont alimentés par l'étude de la turbulence du site à partir des données d'ODISSEE que nous avons présentée dans la section 5.3. Chacun des termes estimés analytiquement ou expérimentalement est reportés dans le tableau 9.2. Nous y comparons également les résidus totaux $\hat{\sigma}_{res}^2$ à σ_{res}^2 .

Nous remarquons dans une majorité de cas que la modélisation analytique sous-estime le résidu de correction effectif, parfois de manière notable (jusqu'à 1,4rad²). Les travaux réalisés

TABLE 9.1 – Cibles stellaires de la campagne de Mars 2015.

Ref.	Date	Étoile	Élév. [°]	Mag _V
0 et 1	18/03	Arcturus	64	-0,05
2	19/03	Alkaid	77	1,85
3	19/03	Seginus	82	3,00
4	19/03	Alkaid	77	1,85
5	19/03	Arcturus	59	-0,05
6	19/03	Vega	71	0,00
7	19/03	HIP53910	77	2,30
8	19/03	Arcturus	52	-0,05
9	20/03	HIP58001	78	2,40
10	20/03	Alioth	77	1,45

dans le cadre de la thèse ne permettent que de proposer des pistes d'explications, et nécessiteraient d'être approfondis ultérieurement. Nous nous basons sur les études présentées dans ce manuscrit, et notre expérience du télescope MÉO acquise au cours des campagnes :

- Nous avons premièrement mis en évidence l'importance des phénomènes de couplage entre termes d'erreur pour le système ODISSEE au chapitre 8, notamment entre repliement et erreur temporelle. Nous avons constaté alors que ce couplage était responsable d'une augmentation de l'énergie repliée, et conduisait entre autre à une mésestimation du D/r_0 . Ce phénomène est potentiellement plus marqué ici du fait des D/r_0 extrêmement forts sur ciel, par opposition au D/r_0 favorable de 8 de l'écran turbulent.
- Ensuite, nous avons également constaté au chapitre 8 un biais statique de $0,125\text{rad}^2$, imputable à la propagation d'une erreur de repliement dans la reconstruction de la phase résiduelle.
- Enfin, on peut montrer dans certains cas, par reconstruction de la phase résiduelle, qu'une partie des écarts entre expérience et modélisation est imputable à une sous-estimation du résidu de correction sur les modes de basculement, hors vibrations. La sur-excitation des modes de basculement avait été observée dans la section 5.3 en considérant le spectre spatial de la phase turbulente sur le site de Calern (cf. figure 5.4. Des écarts par rapport à un spectre de Von Karman allant jusqu'à 3rad^2 avaient alors été soulignés. Nous n'avons pu identifier l'origine de ces perturbations. Nous supposons seulement que cela vient d'un dégagement de chaleur sur le trajet optique du faisceau dans le train coudé, au niveau des paliers hydrauliques du télescope ¹. Cette hypothèse n'exclue par une origine atmosphérique au niveau de la turbulence de dôme.

Une comparaison graphique de σ_{res}^2 et $\hat{\sigma}_{res}^2$ est représentée sur la figure 9.3. On constate sur cette figure que l'évolution du résidu de correction avec la dégradation des conditions de turbulence est relativement bien modélisée.

Pour finir, nous avons également calculé l'Énergie Cohérente (EC) correspondant au résidu de correction estimé à partir des mesures ASO. Elle est reportée dans le tableau 9.2. Les valeurs

1. De l'huile sous pression y est injectée pour maintenir la monture du télescope sur coussin, et permettre son déplacement en azimuth.

TABLE 9.2 – Synthèse du budget d'erreur de l'OA sur ciel, comparaison des grandeurs expérimentales aux modèles analytiques. Les variances de phase sont données à 635nm [rad²].

Acq.	Turbulence			Modélisation analy.				Grandeurs exp.			
	D/r ₀	D/L ₀	$\bar{V}$	$\sigma_{fitting}^2$	σ_{repli}^2	σ_{tempo}^2	σ_{res}^2	σ_{bruit}^2	σ_{vibr}^2	$\hat{\sigma}_{res}^2$	EC
0	17,33	0,56	5,2	0,692	0,486	0,098	1,714	0,040	0,397	2,021	0,132
1	15,42	0,42	5,2	0,579	0,407	0,084	1,507	0,039	0,398	1,815	0,163
2	28,06	0,88	16,6	1,551	1,091	2,220	5,971	0,501	0,608	5,602	0,004
3	16,44	0,71	5,5	0,634	0,446	0,175	1,727	0,319	0,153	2,453	0,086
4	17,61	0,89	13,7	0,715	0,503	1,208	3,248	0,163	0,660	2,582	0,076
5	18,79	0,63	0,9	0,805	0,566	0,007	1,865	0,143	0,345	3,176	0,042
6	17,89	0,67	21,1	0,733	0,515	1,706	3,486	0,116	0,412	2,639	0,071
7	23,37	0,91	10,7	1,155	0,812	0,686	3,994	0,773	0,568	3,727	0,024
8	19,86	0,65	12,2	0,876	0,616	0,681	2,593	0,066	0,355	2,596	0,075
9	20,38	0,70	15,4	0,911	0,640	1,136	3,610	0,252	0,670	3,928	0,020
10	19,67	0,64	13,6	0,856	0,601	0,830	2,836	0,179	0,370	3,549	0,029

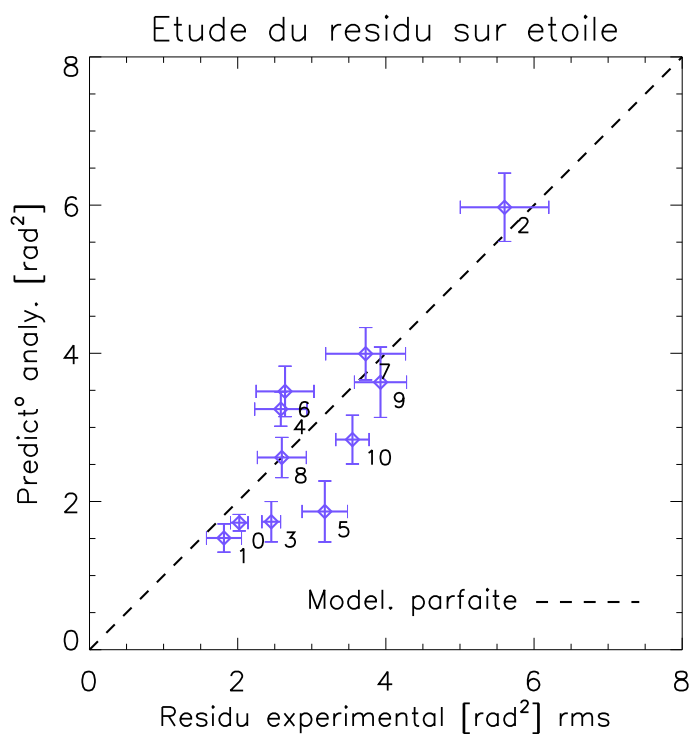


FIGURE 9.3 – Évaluation théorique du résidu de correction de l'OA par modélisation analytique sur les données ciel, et comparaison au résidu expérimental. Les variance sont données à 635nm.

de l'ordre de 0,05 à 0,15 correspondent aux valeurs théoriques du cas le plus défavorable traité en simulation end-to-end au chapitre 9 ($D/r_0=25$, $V=4,8\text{m/s}$). Néanmoins, nous retrouvons ces conditions sur ciel pour des D/r_0 plus favorables (16-20). La contribution des vibrations au résidu de correction permet d'expliquer assez bien cette perte de performances par rapport aux simulations end-to-end. A cela s'ajoute également les biais de reconstruction de la phase résiduelle à partir des mesures ASO, comme nous l'avons fait remarquer plus haut.

Pour conclure, nous sommes parvenus à analyser correctement les performances de l'OA d'ODISSEE. Il apparaît d'une part l'impact notable des vibrations sur la performance, auxquelles s'ajoutent une autre source de perturbations exogènes que nous n'avons pu identifier précisément. Pour compléter cette étude, une analyse du couplage entre les termes d'erreur de l'OA, ainsi que de la propagation du repliement leur de la reconstruction de phase, permettrait d'affiner la modélisation analytique du système ODISSEE, comme nous l'avons mis en évidence déjà au chapitre 8. Nous allons constater dans ces conditions défavorables la performances du banc en imagerie sur la voie scientifique.

9.3 Imagerie monochromatique stellaire

Étant données les performances en OA analysées dans la précédente section, nous présentons ici la qualité d'image obtenue sur la voie d'imagerie sur source stellaire. Nous nous limitons dans un premier temps au cas monochromatique, afin de faciliter l'interprétation des résultats expérimentaux. Nous avons dû pour cela installer sur la voie commune du banc un filtre interférentiel sélectif centré autour de 800nm. Sa largeur de bande de 40nm est suffisamment étroite pour pouvoir négliger les effets chromatiques mis en évidence par l'étude photométrique du chapitre 6, en considérant une réjection hors bande de 99,9% (mesurée sur le banc à l'aide d'un spectromètre).

Nous étudions donc l'imagerie voie scientifique à la longueur d'onde du filtre, soit 800nm. La figure 9.5 présente les images obtenues sur les cibles stellaires du tableau 9.3. Dans ce tableau est également présenté le RS estimé sur ces images à 800nm, par la méthode du rapport des FTO (cf. sous-section 1.3.3). Pour rappel cette méthode suppose de connaître l'échantillonnage du détecteur scientifique pour calculer la FTO de la tache de diffraction parfaite, tel que nous l'avons caractérisé au chapitre 6. L'incertitude sur l'évaluation expérimentale de l'échantillonnage ainsi que le bruit sur les images sont responsables d'erreurs sur l'évaluation du RS. Nous évaluons ainsi l'incertitude sur le calcul de RS à ± 3 points. Notons ensuite que le cas d'étude (4) correspond à une étoile double. On évalue par le rapport des flux entre les deux composantes de ce système l'incertitude supplémentaire ajoutée au calcul de RS, soit ± 8 points environ.

Dans le tableau sont enfin reportées la variance de la phase résiduelle à 800nm estimée par reconstruction ASO et ajoutée aux aberrations statiques du banc (transposées à 800nm en supposant la conservation de l'écart aberrant), et l'Énergie Cohérente (EC) associée, que nous comparons au RS. Compte tenu des incertitudes, la qualité de ces images monochromatiques semble cohérente avec le résidu de correction du système d'OA. Néanmoins, comme nous l'avons constaté en étudiant le résidu de correction d'OA dans la section précédente, cette qualité d'image est en deçà de la performance théorique du banc présentée au chapitre 7. Des performances similaires ont en effet été obtenues en simulation end-to-end, mais à 635nm et non à 800nm.

On notera également le caractère bruité des images (3) et (4), malgré que les étoiles associées aient une magnitude honorable (cf. tableau 6.3). L'adjonction d'un filtre sélectif entraîne indubitablement une perte drastique de flux sur le détecteur d'imagerie, qui comme nous l'avons fait remarquer au chapitre 6 n'est pas des plus adaptés au bilan de flux de la voie scientifique.

Malgré cela le gain de l'OA est notable sur les images (1) à (4) de la figure 9.5, par comparaison à l'image (5) obtenue en boucle ouverte :

1. D'une part, on note que l'énergie est concentrée grâce à l'OA d'un facteur 100 environ ($RS=0,1\%$ en boucle ouverte contre $\sim 10\%$ en boucle fermée).
2. D'autre part, il apparaît de manière flagrante le gain en résolution. Le cas le plus illustratif est visible sur l'image (4) correspondant à HIP81693. Il s'agit d'une étoile double dont les composantes sont séparées de $1,3''$ d'arc. L'OA permet de séparer les deux composantes, autrement indiscernables étant donné un seeing évalué à $1,7''$ d'arc. A ce titre nous

avons estimé pour chacune des images la largeur à mi-hauteur (FWHM) en boucle fermée, et nous la comparons au seeing. On note alors le gain d'un facteur 10 sur le seeing en résolution, proche de la limite ultime de diffraction de 0,11" d'arc à 800nm.

- Il est intéressant de constater que la course sur le ciel des vibrations à 800nm (valeur médiane de 0,19rad²) correspond environ à 0,18" d'arc Pic-vallée, ce qui est de l'ordre de l'écart entre FWHM des images et de la limite ultime de résolution. Les vibrations que nous avons identifiées dans ce chapitre sont donc actuellement la principale source de limitation en résolution des images de la voie scientifique d'ODISSEE.

Enfin, le gain en résolution des images est illustré sur la figure 9.4. Nous y avons représenté les Fonctions de Transfert Optique d'images monochromatiques typiques, en boucle ouverte (tiret-points oranges) et boucle fermée (tirets bleus). Il s'agit du cas de Vega présenté en (2) sur la figure 9.5. En dehors du bruit de mesure visible sur cette image, et des vibrations, la fréquence de coupure de l'image corrigée tend à s'approcher de la limite ultime de diffraction.

En dehors des aspects liés au flux, cette qualité d'image est tout a fait exploitable pour des post-traitements type déconvolution, malgré les faibles performances en terme de RS.

TABLE 9.3 – Performances monochromatiques ($\lambda=800\text{nm}$) sur étoile en boucle fermée.

Cible	Élév. [°]	Mag _V	D/r ₀	$\bar{V}$	$\hat{\sigma}_{res}^2$ [rad ²]	EC [%]	RS [%]
1 Arcturus	59	-0,05	17,1	0,9	2,308	9,9	12,4±3
2 Vega	71	0,00	13,6	21,1	2,332	9,7	13,9±3
3 Regulus	54	1,35	13,5	10,7	1,838	15,9	13,1±3
4 HIP81693	75	2,68	14,0	0,9	1,726	17,8	12,4±11

Cible	Seeing ["] d'arc]	FWHM ["] d'arc]
1 Arcturus	1,90	0,27
2 Vega	1,50	0,28
3 Regulus	1,49	0,27
4 HIP81693	1,54	0,28

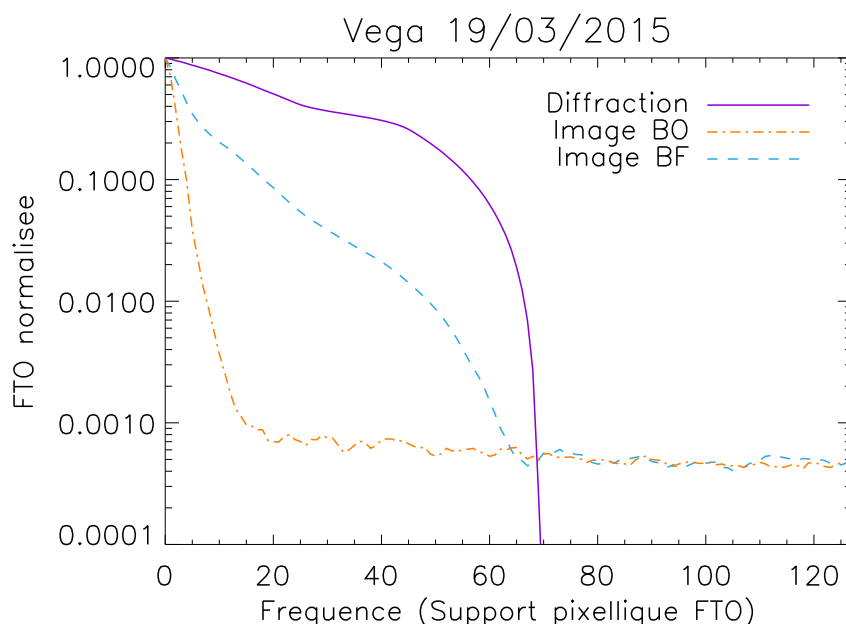


FIGURE 9.4 – Comparaison des Fonctions de Transfert Optique des images Boucle Ouverte (BO) et Boucle Fermée (BF) de Vega (campagne Mars 2015). Une fois le plateau de bruit soustrait, l'image BF est limitée par la diffraction.

En conclusion de ce chapitre, nous avons pu étudier les performances du banc dans son environnement opérationnel complet.

Nous sommes parvenu à expliquer correctement le résidu de correction de l'OA. Il a été nécessaire pour cela d'identifier et d'ajouter à notre modélisation analytique classique deux termes d'erreur exogènes au banc. Ainsi, l'impact des vibrations a été quantifié, de même qu'un résidu de correction supplémentaire sur les modes de basculement de la phase turbulente. Ces deux termes se sont avérés non négligeables dans le budget d'erreur, et nous écartent donc des performances théoriques d'ODISSEE.

La modélisation analytique de l'OA trouve également ses limites dans ces conditions de fortes perturbations, du fait de couplages notables entre termes d'erreur. Il serait intéressant d'une part de pouvoir approfondir ces modèles, pour un petit système comme ODISSEE sous-dimensionné pour les conditions du site.

D'autre part, des propositions peuvent donc être maintenant réalisées en connaissance de ces constats, pour premièrement optimiser l'environnement instrumental du banc (télescope, train coudé,...), et ensuite pour affiner son dimensionnement suivant l'application désirée. Nous aborderons cet aspect en conclusion de la partie sur le banc ODISSEE.

Le fonctionnement de l'OA ayant été analysé, nous nous sommes intéressés ensuite aux performances en imagerie monochromatique. En présence des conditions de forte turbulence ainsi que des perturbations que nous avons pu identifier, la qualité des images est faible en terme de

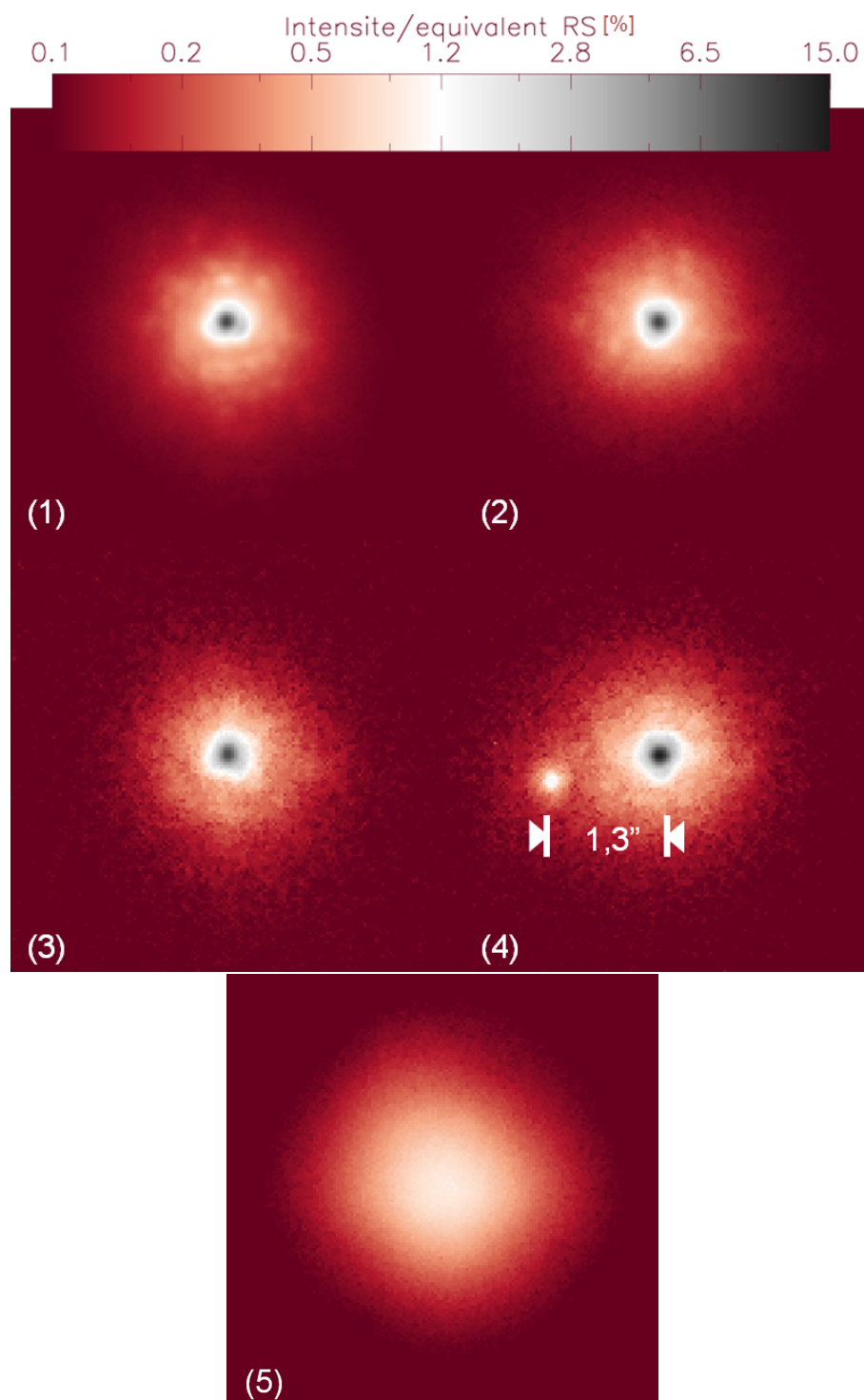


FIGURE 9.5 – Images stellaires obtenues sur le banc pendant la campagne de Mars 2015, avec adjonction d'un filtre interférentiel $\lambda=800\text{nm}$, de 40nm de largeur de bande. Les images (1) à (4) sont obtenues en boucle fermée. (1) Arcturus ; (2) Vega ; (3) Regulus ; (4) Zeta Herculis (HIP81693), système double de séparation 1,3'' d'arc résolu grâce à l'OA ; (5) Arcturus en boucle ouverte. L'échelle de visualisation est logarithmique. Nous avons également normalisée les images pour que leur maximum corresponde à leur Rapport de Strehl [%].

rapport de Strehl. Néanmoins, cela reste cohérent avec le résidu de correction, et nous avons pu montrer le gain en concentration d'énergie et en résolution sur les images assistées par OA. En l'état, la qualité de ces images ouvre la voie à la mise en œuvre de post-traitements type déconvolution, notamment pour l'observation de satellite.

Maintenant que l'OA d'ODISSEE est maîtrisée, et que les performances en imagerie sont comprises que ce soit en interne ou dans un cadre plus complexe sur ciel, nous allons pouvoir aborder un cadre plus complexe, appliqué à des problématiques scientifiques directes. Nous allons donc aborder l'étude des performances en imagerie polychromatique sur la voie scientifique d'ODISSEE.

Chapitre 10

Imagerie large bande assistée par OA

Sommaire

10.1 Génération d'images polychromatiques	233
10.2 Étude en simulation du Rapport de Strehl large bande	235
10.3 Mise en œuvre expérimentale	239

Les performances d'ODISSEE en imagerie sont comprises et maîtrisées en lumière monochromatique, que ce soit en interne, ou dans un cadre plus complexe sur ciel.

Bien que l'analyse des images sur une bande très étroite ait facilité l'exploitation des données expérimentales, il ne s'agit pas de la configuration nominale du banc. Comme nous l'avons fait remarqué dans le précédent chapitre, l'adjonction d'un filtre sélectif entraîne une chute drastique de flux aux niveaux des détecteurs, et il n'est pas envisageable par exemple de considérer de telles conditions pour l'observation de satellite au risque de nous limiter à un nombre très restreint de cibles (plus lumineuses que $M_{\text{agV}}=2-3$ environ). Pour pallier les limitations en flux au foyer coudé de MéO, ODISSEE a ainsi été dimensionné sur une large bande spectrale d'imagerie couvrant le visible. Cela constitue une particularité notoire du banc en regard des systèmes existants, notamment en astronomie.

Pour achever les travaux de caractérisation du banc d'OA ODISSEE, il nous faut ainsi étudier la formation d'image sur sa pleine bande spectrale, et analyser la Fonction d'Étalement du Point (FEP) en lumière polychromatique sur la voie scientifique.

Il s'agit d'une part de venir compléter les travaux de caractérisations photométriques du banc, qui ajoutés à l'étude du résidu de correction de l'OA, permet d'estimer finement les noyaux de déconvolution pour le post-traitement des images de satellite. L'utilisation de ces FEP polychromatiques pour la déconvolution d'image n'est toutefois pas traitée dans ce manuscrit.

Nous allons plutôt chercher d'autre part à compléter à l'aide de ces FEP polychromatiques nos outils d'analyse des performances du banc. Nous présentons et étudions ainsi l'estimation de Rapports de Strehl sur images polychromatiques. L'analyse des images large bande du banc doit permettre une analyse directe des performances et de la qualité de correction. Il s'agit donc notamment de pouvoir nous ramener à un RS monochromatique. Après avoir étudié en

simulation cet outil, nous le mettons en œuvre sur les données expérimentales du banc.

10.1 Génération d'images polychromatiques

Les travaux réalisés en large bande spectrale ($\sim 450\text{-}1000\text{nm}$) requièrent d'abord de synthétiser la tache de diffraction sur le domaine spectral étudié. Dans cette section, nous donnons la méthode suivie afin de répondre à cet objectif dans le cas général. Nous considérons uniquement la formation d'image d'objets ponctuels, tels que les étoiles ou la source « blanche » de calibration du banc.

La génération d'images polychromatiques est courante en Ophtalmologie afin d'étudier les aberrations de l'œil humain [McLellan *et al.*, 2002, Ravikumar *et al.*, 2008]. Plusieurs cas d'application peuvent également être trouvés dans le domaine spatial, en ce qui concerne la calibration d'instruments d'astrométrie et de photométrie de hautes précisions : missions dédiées à la détection d'exoplanètes telle que COROT [Llebaria *et al.*, 2004], ou encore à la cartographie stellaire de la Voie Lactée comme GAIA [Carine Babusiaux, 2004].

A l'instar des cas de la littérature cités ci-dessus, nous appliquons une méthode simple et courante. Les images polychromatiques I_p sont ainsi générées par somme d'images monochromatiques pondérées du spectre $T(\lambda)$:

$$I_p = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} T(\lambda) I_{\lambda} d\lambda \quad (10.1)$$

Chaque image monochromatique en plan focal I_{λ} est calculée à partir de l'amplitude complexe en plan pupille par propagation de Fresnel :

$$I_{\lambda} = |TF(\mathcal{P}e^{i\phi_{\lambda}})|^2 \quad (10.2)$$

Où $\mathcal{P}$ est la fonction pupille. ϕ_{λ} désigne la phase à la longueur d'onde λ , en supposant l'absence d'aberrations chromatiques, et ainsi la conservation de l'écart aberrant. Nous tenons compte de l'échantillonnage du détecteur ($2 \times \text{Surech}(\lambda)$ ¹) en plan focal à chaque longueur d'onde par remise à l'échelle du support pixellique de l'amplitude complexe en plan pupille par rapport à la taille de la pupille (D_{pup}) (Cf. schéma de la figure 10.1). Dans la pratique, la synthèse numérique des images polychromatiques est réalisée sur un nombre fini de longueur d'onde, en échantillonnant à pas constant le spectre :

$$I_p \approx \sum_{i=1}^n \bar{T}(\lambda_i) I_{\lambda_i} \quad (10.3)$$

Où $\bar{T}$ est la moyenne du spectre sur le pas d'échantillonnage. On montre ainsi sur la figure 10.2 que la somme de 30 à 40 images monochromatiques sur le spectre sont suffisantes pour converger vers le contenu fréquentiel complet de l'image polychromatique.

La tache de diffraction est obtenue pour une phase nulle, tandis que l'on peut simuler des images en correction partielle avec la phase correspondante. En ce sens les noyaux de déconvolution peuvent être synthétisés à partir de la statistique de la phase résiduelle reconstruite à une

1. Où $\text{Surech}(\lambda)$ est le facteur de sur-échantillonnage par rapport à la fréquence de Shannon à la longueur d'onde λ .

longueur d'onde de référence, et d'*a priori* sur la turbulence non corrigée. La méthode décrite ici vient donc compléter nos travaux de caractérisation du banc en présence de turbulence des chapitres 8 et 9.

Les problématiques liées à la déconvolution ne sont pas abordées dans ce manuscrit. Nous allons nous intéresser plutôt à l'utilisation des FEP diffractives polychromatiques dans le calcul de Strehl.

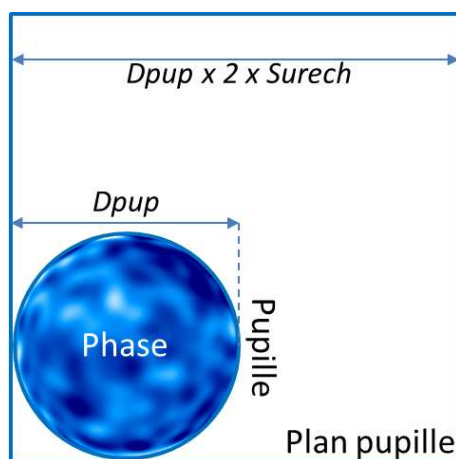


FIGURE 10.1 – Construction du plan pupille pour le calcul d'une image monochromatique. On ajuste la taille du support pixelique de l'amplitude complexe ($D_{pup} \times 2 \times Surech(\lambda)$) en fonction de l'échantillonnage du détecteur en plan focal ($Surech(\lambda)$) à la longueur d'onde considérée. La taille de la pupille dans ce plan (D_{pup}) est constante. La cas illustré correspond à un échantillonnage à la fréquence de Shannon.

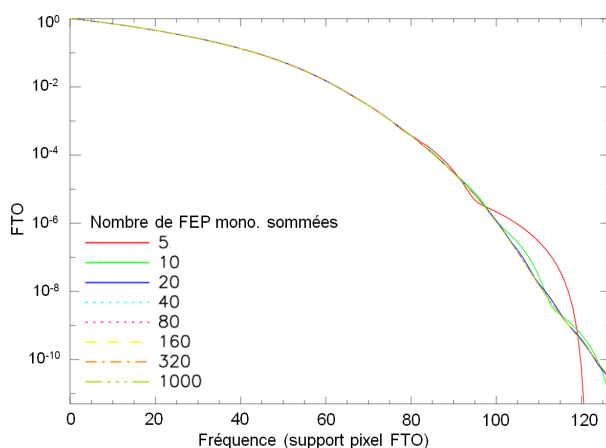


FIGURE 10.2 – Évolution de la FTO des images polychromatiques générées en fonction du nombre d'images monochromatiques sommées. On converge pour 30 à 40 images sommées.

10.2 Étude en simulation du calcul de Rapport de Strehl en large bande

Le Rapport de Strehl RS d'une image Im est défini comme le rapport entre l'intensité maximale de l'image sur axe ($\alpha = 0$) et celle de l'intensité sur axe de la FEP de référence, soit la tache d'Airy dans le cas monochromatique :

$$RS = \frac{Im(\alpha = 0)}{Airy(\alpha = 0)} \quad (10.4)$$

Dans la pratique, RS peut être calculé avec plus de précision par le rapport des intégrales des FTO image FTO_{im} et parfaite FTO_{ref} . Néanmoins, dans le cas d'une image polychromatique cette définition est plus délicate à mettre en œuvre, comme cela est illustré sur la figure 10.3. Nous y comparons les FTO d'images polychromatique et monochromatique à celles des références. A l'opposé de l'image monochromatique, la FTO de l'image polychromatique ne présente pas de coupure franche. Son contenu fréquentiel est également plus étendu que celui de la FTO monochromatique. D'une part il est donc difficile de gérer la présence d'un plateau de bruit par traitement des fréquences au delà de la coupure, et d'autre part l'utilisation de la FEP de référence monochromatique conduit à un biais dans l'estimation du RS sur les hautes fréquences.

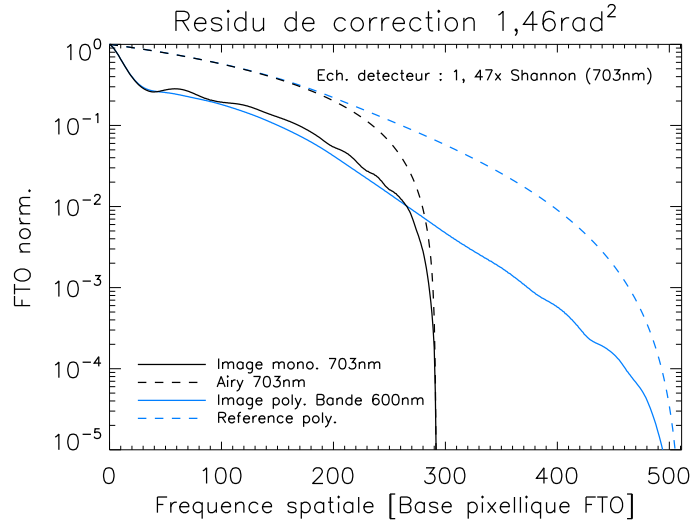


FIGURE 10.3 – Comparaison des Fonctions de Transfert Optique d'images polychromatique et monochromatique simulées en correction partielle. La longueur d'onde de référence est 703nm. Le spectre de l'image polychromatique est homogène et centré en 703nm, avec une largeur de 600nm. En pointillés les FTO de référence.

On généralise alors la définition au cas polychromatique, en considérant la tache de diffraction parfaite en lumière large bande comme référence. Ainsi, le RS polychromatique ou RS_p est défini comme :

$$RS_p = \frac{\int_f FTO_{im}(f) df}{\int_f FTO_{ref}(f) df} \quad (10.5)$$

Cette définition nous donne un outil pour évaluer la qualité des images obtenues en large bande, en y incorporant comme image de référence la tache de diffraction polychromatique calculée suivant la précédente section. Néanmoins, pour analyser cette performance, il reste à pouvoir relier le RS_p à un résidu de correction d'OA mesuré, comme nous l'avons fait au chapitre 8 et 9 dans le cas monochromatique. Une méthode simple consiste à rapporter le Rapport de Strehl en bande large à un RS monochromatique à une longueur d'onde de référence du spectre, pouvant être plus aisément relié au résidu statistique de correction de l'OA. Pour déterminer cette longueur d'onde de référence, nous étudions en simulation le comportement de RS_p .

La simulation mise en œuvre consiste à générer des images polychromatiques courte pose en correction partielle pour une bande spectrale T uniforme dont la largeur augmente (Cf. ligne bleue sur le schéma de la figure 10.4). On considère deux régimes de correction, basés sur les conditions expérimentales rencontrées sur le banc en interne : soient des variances de phase résiduelle de $0,34\text{rad}^2$ ($RS \sim 70\%$), puis de $1,46\text{rad}^2$ ($RS \sim 35\%$) à 703nm . Ces deux cas correspondent respectivement à une très bonne correction, et à un régime de correction partielle plus prononcé. Pour chaque bande spectrale, on simule également une tache de diffraction polychromatique de référence pour évaluer le RS_p de l'image. La longueur d'onde centrale λ_c est fixée dans notre cas à 703nm . Pour illustration, les images polychromatiques simulées sont représentées sur la figure 10.6, en haut pour les taches de diffraction, en bas pour les images en correction partielle.

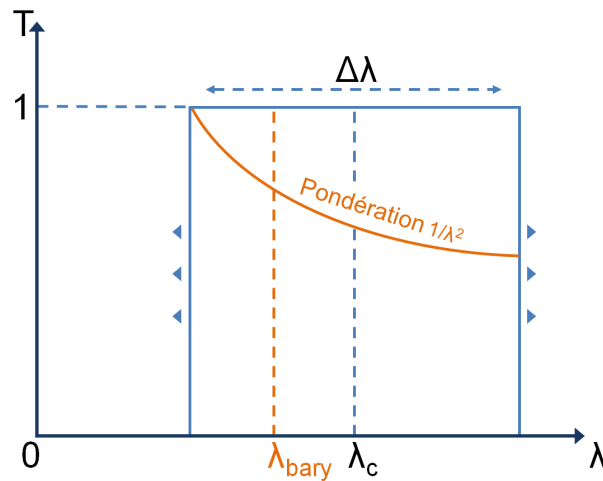


FIGURE 10.4 – Bande spectrale des images polychromatiques simulées. La bande centrée en λ_c à une largeur $\Delta\lambda$. En orange est visible la pondération du spectre en $1/\lambda^2$. λ_{bary} est la longueur d'onde barycentrique du spectre ainsi pondéré.

Nous pouvons voir sur la figure 10.5 l'évolution du RS_p évalué sur les images simulées (Courbe continue bleue) suivant la largeur de bande. On constate dans les deux régimes de correction qu'il s'écarte très tôt du RS monochromatique à la longueur d'onde centrale de la bande λ_c (pointillés noirs). Ces écarts sont perceptibles à partir d'une largeur de bande $\Delta\lambda$ de 50nm , mais deviennent notables (>5 points de RS) pour des largeurs de bande supérieures à 450nm .

Il est donc nécessaire de choisir une longueur d'onde de référence plus adaptée que λ_c .

Nous proposons en première approche euristique, de nous baser sur l'évolution de la variance de phase σ^2 en $1/\lambda^2$, en supposant la conservation de l'écart aberrant. Cette approche nous permet de faire le lien avec l'impact des aberrations sur le RS, en l'associant à l'Energie Cohérente qui évolue sensiblement en $1 - \sigma^2$ dans des conditions de faible phase. Ainsi, nous pondérons les spectres de transmission $T(\lambda)$ en $1/\lambda^2$ (Cf. ligne continue orange figure 10.4), et nous considérons maintenant comme longueur d'onde de référence le barycentre λ_{bary} de ce spectre pondéré.

Nous comparons l'évolution du RS_p sur la figure 10.5 à celle du RS des images monochromatiques à λ_{bary} (ligne pointillée orange), dans les deux régimes de correction étudiés :

1. **Pour les faibles phases résiduelles**, ici $0,34\text{rad}^2$ à λ_c en simulation (Cf. figure 10.5-gauche), le RS_p est parfaitement assimilable au RS monochromatique à la longueur d'onde de référence, même pour des bandes d'une largeur au moins égale à 600nm.
2. **Pour les fortes phases**, ici $1,46\text{rad}^2$ (Cf. figure 10.5-droite), des écarts apparaissent au delà de 200nm de largeur de bande, pour atteindre 2 points de RS à $\Delta\lambda=600\text{nm}$. Ces écarts témoignent des limitations de l'approximation du RS par l'énergie cohérente, et ainsi de l'existence d'un terme d'ordre supérieur que notre pondérante en $1/\lambda^2$ ne prend pas en compte.

En conclusion : nous avons appliqué un calcul de Rapport de Strehl sur des images polychromatiques, en utilisant des images synthétiques de diffraction en large bande. Ce RS_p a pu être rapporté à un RS monochromatique à une longueur d'onde de référence, par une approche simple. Cette démarche est adaptée dans les cas de faibles résidus de turbulence, mais présente des biais en présence de plus fortes aberrations.

L'étude des images d'étoile acquises sur d'ODISSEE est potentiellement sujette à ces biais, du fait des régimes de correction très partielle mis en évidence (résidu de correction supérieur à $2,5\text{rad}^2$ à 635nm), sur des largeurs de bande de 550nm (Cf. figure 6.16). Un compromis peut être premièrement trouvé entre largeur de bande, flux disponible, et biais RS- RS_p . D'autre part, cette étude préliminaire peut être poursuivie de façon à proposer une pondérante plus fine du spectre des images.

Maintenant que le RS_p a été étudié en simulation, nous le mettons en œuvre sur les données expérimentales d'ODISSEE.

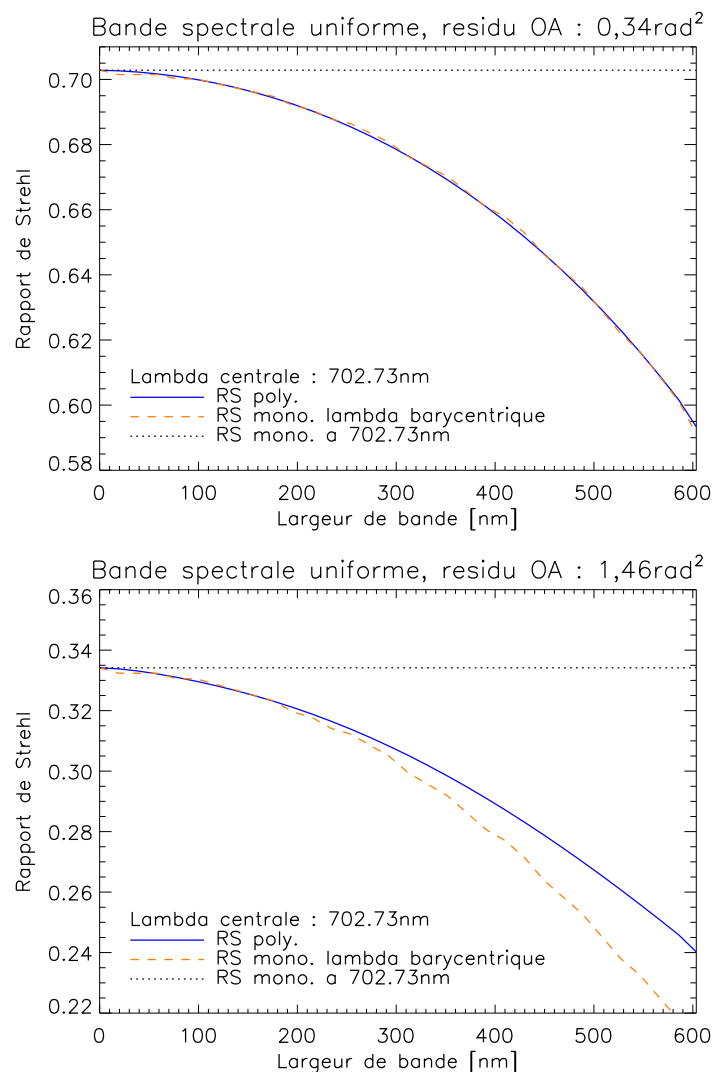


FIGURE 10.5 – Évolution du Rapport de Strehl des images polychromatiques simulées suivant la largeur de bande (ligne bleue). On lui compare le Rapport de Strehl de l'image monochromatique à la longueur d'onde centrale de la bande $\lambda_c=703\text{nm}$ (pointillés noirs), et celui de l'image à la longueur d'onde barycentrique du spectre pondéré en $1/\lambda^2$, λ_{bary} (tirets oranges). Haut : phase résiduelle $0,34\text{rad}^2$ à 703nm . Bas : phase résiduelle $1,46\text{rad}^2$ à 703nm .

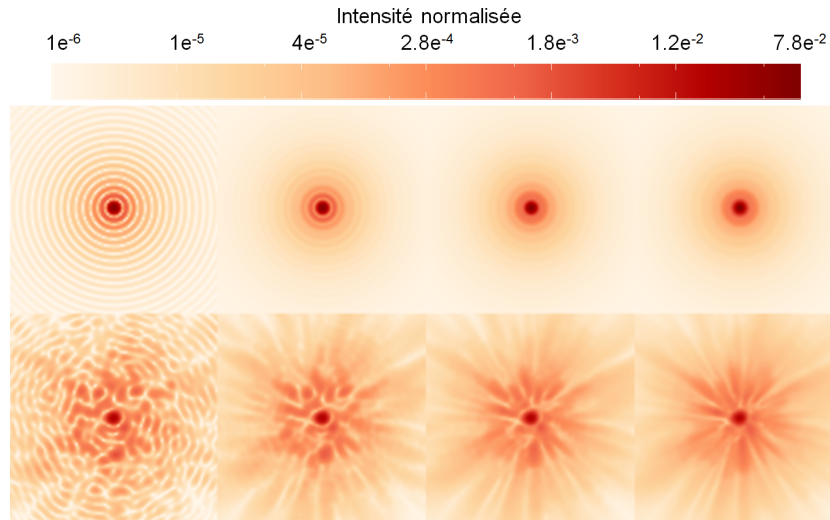


FIGURE 10.6 – Images polychromatiques simulées pour des largeurs de bande de 0, 200, 400 et 600nm (de gauche à droite). Les taches de diffraction sont visibles en haut. En bas sont représentées les images courte pose en régime de correction partielle, pour une phase résiduelle de $1,46\text{rad}^2$ à $\lambda_c=703\text{nm}$. Chaque image est normalisée par son énergie, et l'échelle de visualisation est logarithmique.

10.3 Mise en œuvre expérimentale

Nous revenons ainsi sur les données acquises sur générateur de turbulence interne lors de la campagne de Mars 2014 (traitées dans le cas monochromatique au chapitre 8), et nous traitons maintenant les données sur source de calibration large spectre. Nous comparons les Rapports de Strehl des images polychromatiques RS_p à ceux obtenus sur les images monochromatiques à 635nm RS_{635nm} .

Nous mettons à contribution notre étude photométrique de la voie scientifique, réalisée au chapitre 6, afin de déterminer le spectre des images sur le détecteur. Il est présenté sur la figure 10.7, et tient compte du rendement quantique de la caméra scientifique et du spectre mesuré de la source de calibration « blanche ». La FEP de référence parfaite pour le calcul de RS_p est simulée sur ce spectre, en tenant compte de l'échantillonnage du détecteur à la longueur d'onde de calibration du banc ($1,47\times$ la fréquence de Shannon à 635nm telle que nous l'avons caractérisée dans la sous-section 6.2.2). Nous avons représenté sur la figure 10.9b la tache de diffraction polychromatique ainsi simulée.

Les images acquises en large bande sur simulateur de turbulence sont représentées sur la figure 10.9a. Elles sont acquises dans les mêmes conditions de turbulence que les images monochromatiques à 635nm présentées sur la figure 8.8. En haut à gauche est représentée la FEP polychromatique expérimentale du banc. La figure 10.10 permet de suivre l'évolution des FTO avec la vitesse de vent, que l'on compare à la FTO de la FEP parfaite.

Nous avons reporté dans le tableau 10.1 le Rapport de Strehl RS_p estimé sur les images large bande. Dans l'hypothèse des faibles aberrations, le RS_p peut être associé au Rapport de Strehl

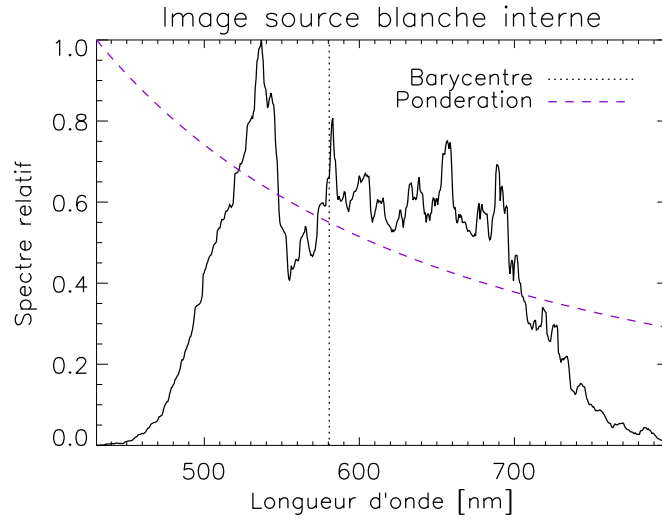


FIGURE 10.7 – Spectre des images polychromatiques sur le détecteur scientifique, sur source ponctuelle de calibration large spectre. On a représenté la pondération du spectre en $1/\lambda^2$, utilisée pour calculer une longueur d’onde d’équivalence λ_{bary} (580nm dans ce cas) entre les Rapports de Strehl d’images polychromatique et monochromatique.

d’une image monochromatique à la longueur d’onde barycentrique du spectre pondéré RS_{bary} , soit $\lambda_{bary}=580\text{nm}$ dans notre cas. Nous comparons RS_{bary} et $RS_{635\text{nm}}$. Pour cela, RS_{bary} est converti à 635nm par le biais de l’Énergie Cohérente EC dans l’hypothèse des faibles phases :

$$EC_{635\text{nm}} = EC_{\lambda_{bary}} (\lambda_{bary}/635\text{nm})^2 \approx RS_p (\lambda_{bary}/635\text{nm})^2 \quad (10.6)$$

Ce calcul est reporté dans le tableau 10.1, ainsi que le Strehl estimé sur les images monochromatiques à 635nm pour comparaison. Nous constatons des écarts de l’ordre de 5 à 7 points entre $EC_{635\text{nm}}$ et $RS_{635\text{nm}}$.

Ces écarts sont raisonnables compte tenu des remarques suivantes :

- Nous avons eu recours à l’approximation de l’énergie cohérente pour rapporter RS_{bary} à un Rapport de Strehl à la longueur d’onde des acquisitions sur source de calibration laser. Compte tenu des niveaux d’aberrations considérés ici, il est possible d’observer des écarts de l’ordre de quelques points entre EC et RS. Un moyen de passer outre cette approximation serait d’acquérir directement des images monochromatiques à λ_{bary} à l’aide d’un filtre étroit, et de comparer leur RS au RS_p .
- Les images expérimentales polychromatiques sont des longues poses, à l’instar des images monochromatiques. Néanmoins, il a été nécessaire sur la source large bande d’augmenter d’un facteur 20 le temps d’exposition. Alors que les longues poses monochromatiques ne couvrent pas la statistique d’un tour d’écran complet, c’est maintenant le cas sur la source blanche. Il faudrait déterminer des barres d’erreurs sur l’estimation du RS pour tenir compte des variations de la statistique de la portion d’écran parcourue, ce que nous n’avons pas pu faire aisément sur nos images longue pose.

Le comportement du RS_p en fonction de l’évolution de la variance du front d’onde résiduel

est également cohérent, comme cela est illustré sur la figure 10.8 (triangles). Il suit bien également l'évolution de RS_{635nm} (losanges), malgré les écarts.

TABLE 10.1 – Comparaison du Rapport de Strehl des images polychromatiques RS_p en lumière blanche sur générateur de turbulence. On rapporte le RS_p à 635nm par l'approximation de l'énergie cohérente (EC_{635nm}), et on lui compare le RS des images monochromatiques à 635nm RS_{635nm} .

	V[m/s]	RS_p	EC_{635nm}	RS_{635nm}
1	7,7	0,445	0,508	0,576
2	8,7	0,442	0,506	0,567
3	9,8	0,439	0,502	0,570
4	15,8	0,410	0,475	0,521
5	15,9	0,402	0,467	0,522
6	22,4	0,368	0,433	0,456
7	28,2	0,251	0,314	0,277

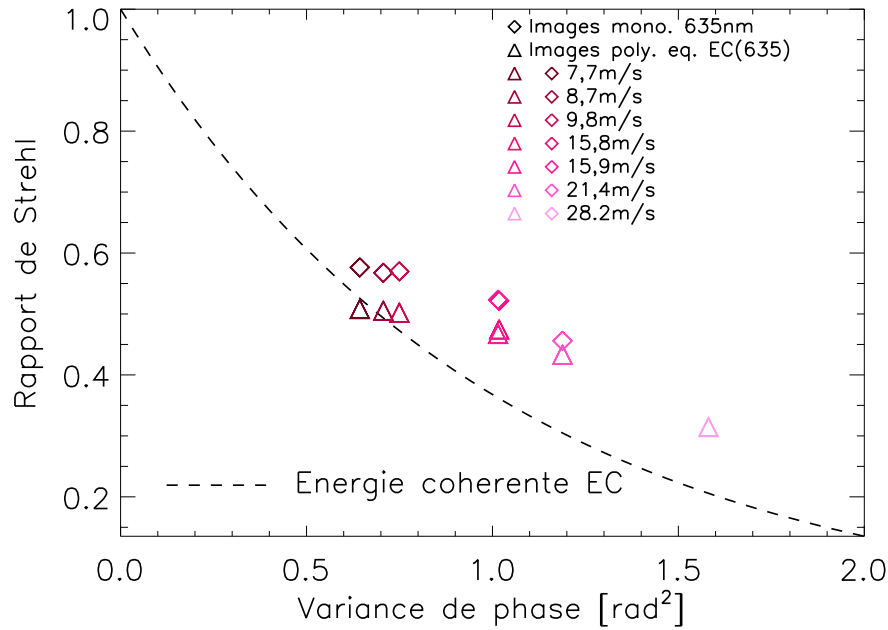
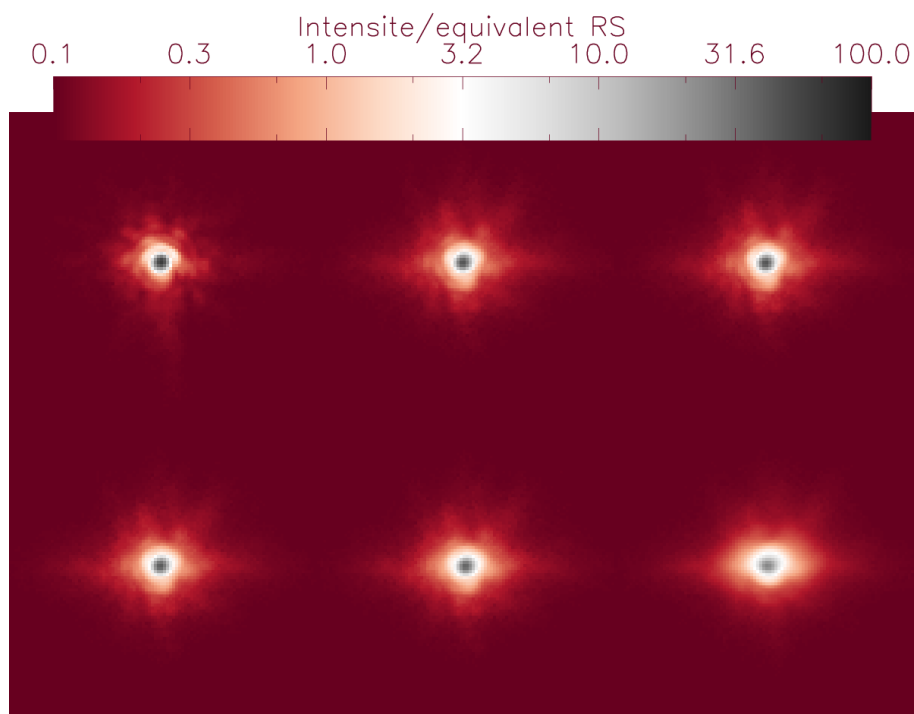
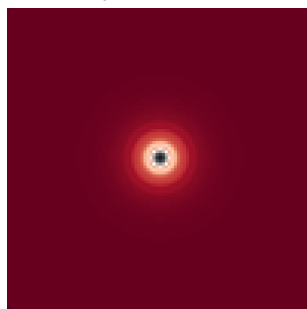


FIGURE 10.8 – Évolution du Rapport de Strehl des images polychromatiques en fonction de la variance de phase. Le RS_p est ramené à un RS à 635nm par l'approximation de l'énergie cohérente EC(635). La variance de phase est donnée à 635nm, et nous avons reporté pour comparaison le RS estimé sur les images monochromatiques à cette même longueur d'onde pour comparaison.



(a) Images longue pose obtenues en boucle fermée sur générateur de turbulence, pour différentes vitesses de vent équivalentes. Haut-gauche : FEP polychromatique de référence du banc. De gauche à droite puis de haut en bas : $V = \{7,7 ; 9,8 ; 15,8 ; 21,4 ; 28,2\}$ m/s.



(b) Tache de diffraction polychromatique calculée étant donné le spectre des images de la voie scientifique, et un échantillonnage de 1,47 fois la fréquence de Shannon à 635nm.

FIGURE 10.9 – Étude des performances expérimentales du banc en lumière polychromatique, sur source interne. L'échelle de visualisation est logarithmique, et recalée pour avoir une intensité maximale de 100 à la diffraction. L'intensité au centre de chaque image donne donc le Rapport de Strehl.

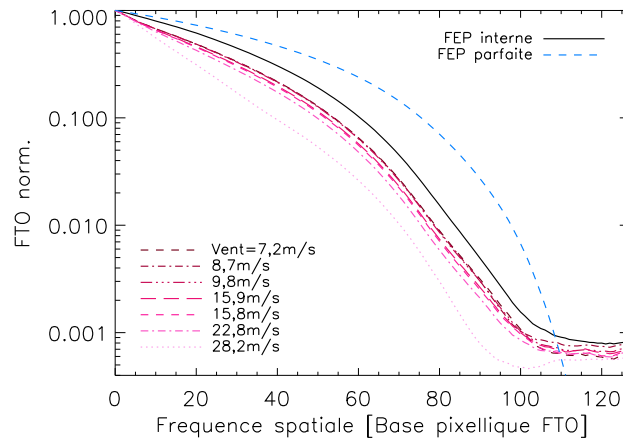


FIGURE 10.10 – Fonctions de Transfert Optique des images large bande acquises en interne avec le générateur de turbulence.

En conclusion : le calcul de Rapport de Strehl sur images polychromatiques a été mis en œuvre sur des données expérimentales, et permet d'étudier effectivement le comportement de l'imagerie en régime de correction partielle.

Il serait maintenant logique de considérer les images acquises sur étoile. Cependant, ce cas n'est pas abordé ici, les images expérimentales en pleine bande spectrale étant plus difficiles à exploiter sur ciel : premièrement le bilan photométrique aurait besoin d'être affiné, en prenant en compte la transmission spectrale des optiques du train coudé et du télescope. Sa mesure n'est pas triviale. De plus, le Compensateur de Dispersion Atmosphérique (ADC) n'est à l'heure actuelle pas encore opérationnel sur le ciel. Seul un nombre limité de cibles, proches du Zénith, peuvent être traitées sans que la dispersion ne biaise l'estimation du RS (élongation). Ces travaux seront réservés à de futures missions sur le banc.

Afin de clore ce chapitre, nous avons pu compléter les outils à disposition afin de caractériser le banc. A l'aide des travaux préparatoires qui y ont été présentés, nous sommes ainsi maintenant en mesure d'analyser les performances en imagerie sur la pleine bande spectrale du banc. Les performances des outils mêmes ont été validées en simulation puis sur des données expérimentales. Cette étude, en venant compléter la caractérisation du système, ainsi que les études des performances en OA et en imagerie monochromatique, nous permet d'appréhender le comportement d'ODISSEE, et de maîtriser globalement son fonctionnement.

Ces résultats, dans le cadre de ce chapitre par exemple, sont directement exploitables pour aborder des problématiques scientifiques sur le banc, telle que la déconvolution d'images de satellite, avec une connaissance fine de la réponse impulsionnelle sur la voie d'imagerie.

Conclusion : vers une optimisation contextuelle du banc

Dans cette partie, nous avons présenté les travaux menés au cours de la thèse sur le banc ODISSEE, depuis son intégration au plateau de Calern à partir des moyens et composants à disposition, jusqu'à sa caractérisation fine ouvrant la voie à de futures améliorations et évolutions. Un travail de modélisation a été en ce sens réalisé en support d'études expérimentales, en laboratoire à l'Onera ou en campagne sur le banc à l'OCA.

ODISSEE est ce faisant maintenant finement caractérisé, et une connaissance précise de ses composants a été acquise. Nous avons adjoint à cette caractérisation interne des simulations, permettant entre autre de prédire les performances nominales du banc. Les performances expérimentales ont ensuite été étudiées, premièrement dans un cadre maîtrisé en interne, puis sur ciel sur des étoiles guides naturelles. Les performances expérimentales obtenues ont pu être expliquées à l'aide de nos études, et nous avons maintenant connaissance du fonctionnement nominal effectif du banc. La démarche adoptée pour parvenir à ce résultat a nécessité d'étudier avec précision les modèles de la littérature ainsi que leurs limitations dans la configuration particulière d'ODISSEE, et de les y adapter le cas échéant.

En ce qui concerne le domaine d'application premier du banc, à savoir l'imagerie de satellites, les travaux menés permettent maintenant une exploitation optimale d'ODISSEE en l'état. Notamment, la calibration de la voie scientifique en large bande, ainsi que l'étude du résidu de correction permettent d'affiner la déconvolution d'images, tout en tirant partie du gain de flux collecté sur la large bande spectrale de la voie scientifique. Les campagnes dédiées ont pu démontrer l'intérêt de l'OA pour l'observation de ces objets.

Les limitations du système actuel ont en outre pu être mises en évidence. A ce titre, l'observation de satellites requiert une amélioration des performances, et un gain en opérabilité du système d'OA :

1. Il est apparu au cours de nos travaux l'intérêt de doper les performances du RTC, élément limitant majeur des performances pour l'observation de satellite. Il serait profitable dans un premier temps de réduire les temps de calculs supplémentaires qu'il introduit, en le remplaçant par exemple par une plateforme dédiée et optimisée par opposition à notre version ouverte actuelle. Ensuite, une optimisation de la bande passante peut être réalisée. Nous avons vu que sur satellite la mise en place d'un gain modal optimisé serait compliquée, du fait des évolutions rapides des conditions de turbulence lors de la poursuite d'un satellite au travers du ciel. L'utilisation d'une loi de commande prédictive, type LQG est néanmoins envisageable, et permettrait en plus d'une réduction du retard, de gé-

rer les phénomènes de repliement [Petit, 2006], au prix d'une complexification du RTC. Des modèles évolutifs de la turbulence ont alors besoin d'être établis, en tenant compte d'une part de la trajectoire des satellites dans le ciel, connue, et d'autre part du profil de turbulence du site, bientôt accessible par l'installation de la station CATS à l'OCA (cf. section 5.3).

2. Les vibrations que nous avons identifiées sur étoile sont sur-excitées dans le cas d'un satellite, du fait des mouvements de poursuite rapides de la monture du télescope. L'utilisation d'une commande prédictive type LQG permettrait là encore d'améliorer les performances, comme cela a été démontré dans [Petit *et al.*, 2008], et mis en œuvre sur ciel dans [Sivo *et al.*, 2014].
3. Face aux conditions de turbulence très défavorables du site de Calern (D/r_0 compris entre 16 et 25-30 à 635nm), il serait très bénéfique d'augmenter le nombre d'actionneurs (actuellement sous-dimensionné). Malheureusement, cela ne va pas sans perte de couverture du ciel au sens de la magnitude de satellite requise pour fermer la boucle d'OA, notamment du fait de l'augmentation du nombre de sous-pupilles. L'intégration d'un type ASO plus sensible est en ce sens requise. Un analyseur pyramide est par exemple plus sensible que le SH [Plantet, 2014], et un gain de 1 à 2 magnitudes au minimum est envisageable dans la configuration actuelle du banc.

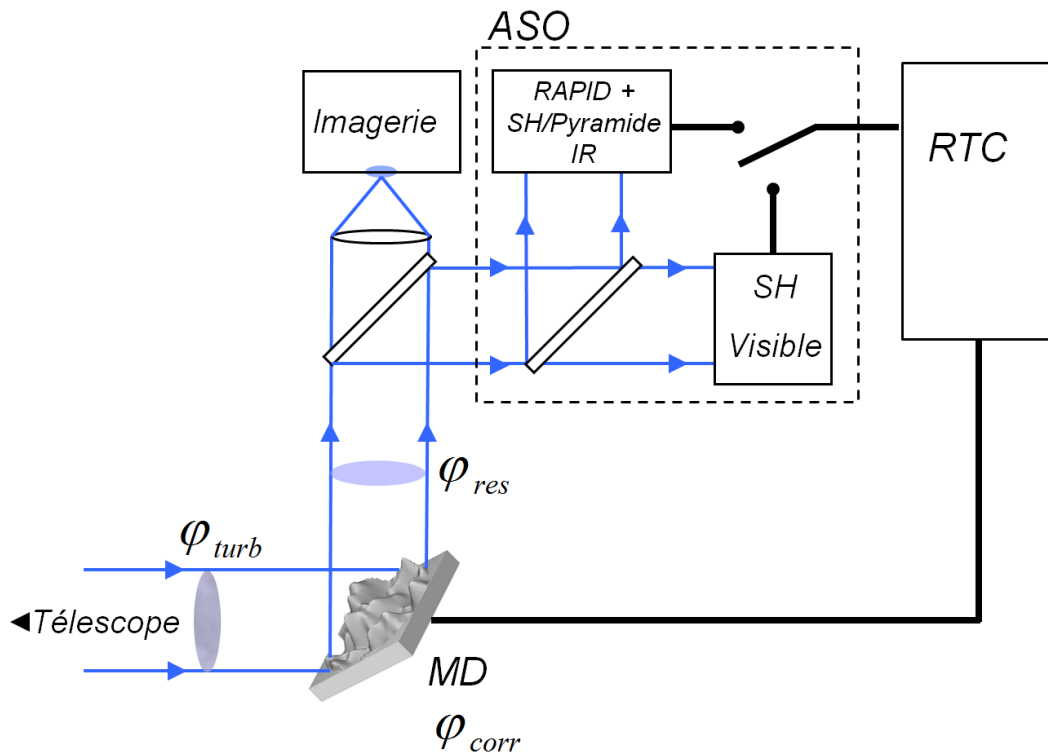


FIGURE 10.11 – Schématisation de l'intégration d'une voie d'analyse parallèle proche infrarouge sur le banc ODISSEE. On compare les mesures de phase turbulente ou résiduelle d'un ASO proche IR à celles de l'ASO visible du banc ODISSEE.

En dehors de l'observation de satellite, le banc ainsi étudié et étalonné est prêt à recevoir des

nouveaux composants pour des tests sur ciel de concepts novateurs en OA. Notamment, l'intégration d'une voie d'analyse proche infra-rouge parallèle est maintenant possible, et permettrait d'accueillir un analyseur de surface d'onde très large bande ou infra-rouge (SH ou pyramide par exemple), dont les mesures et performances en correction dans l'OA seraient comparées à celles de l'ASO visible de référence du banc (cf. schéma d'illustration figure 10.11). Des études sont actuellement menées pour concevoir un ASO proche IR couplé à un détecteur RAPID.

Des voies d'amélioration ont également pu être dégagées dans ce domaine d'application du banc. Il est en effet nécessaire de pouvoir maîtriser et comprendre la performance, à l'instar de l'objectif atteint dans cette partie. A ce titre, nous avons pu constater que les conditions de turbulence très défavorables n'avaient pas facilité l'étalonnage du banc. Une augmentation du nombre d'actionneurs permettrait de travailler avec des résidus de correction plus faibles, et dans une configuration nominale vis-à-vis des conditions de fonctionnement de l'OA et de sa modélisation analytique. Par exemple, passer d'un miroir de 9x9 actionneurs à un miroir de 17x17, garantirait de travailler avec un rayon de Fried r_0 par pas inter-actionneur, pour un D/r_0 de 16. Dans ce cas, le résidu de correction spatial (sous-modélisation et repliement), passerait de 1-2rad² à 635nm (cf. chapitre 9) à 0,37rad², soit un rapport de Strehl de 81% à 850nm dans l'hypothèse où les bandes passantes du RTC et du nouveau MD soient toujours adaptées. Cette augmentation du nombre de degrés de liberté ne va pas sans une augmentation du nombre de sous-pupilles, et conduit ainsi à une diminution de la couverture du ciel par notre système. Une amélioration du bilan du flux au niveau du train coudé serait dans ce cas à envisager. Enfin, dans le cas de l'observation stellaire, une commande intégrateur à gain modal optimisé serait bien adaptée et permettrait d'augmenter sensiblement les performances dans les conditions de fort vent.

Notons également la nécessité de changer la caméra scientifique, quelque soit le domaine d'application. Il s'agirait de pouvoir diminuer le nombre de pixels morts, et de pouvoir paramétrer des temps d'exposition supérieurs à la seconde pour l'observation d'objets astronomiques. Pour finir, des modifications mineures pourraient apporter un gain de performance notable, notamment par le bafflage d'une partie du trajet optique dans le train coudé. On protégerait alors le faisceau des dégagements de chaleur des paliers du télescope.

Nous concluons ainsi cette étude du banc ODISSEE, ouvrant la voie à un grand nombre d'études en OA tous domaines confondus. On pourra ainsi se rappeler les images d'étoiles figure 9.5 en boucle fermée, quasiment limitées par la diffraction. La figure 10.12 témoigne quant à elle de la diversité d'applications du banc, avec des fermetures de boucle sur des objets étendus tels que la planète Mars ou encore des cratères à la surface de la Lune. Il est par exemple envisageable de mettre à contribution le banc ODISSEE pour les expériences de télémétrie du Laser Lune de l'OCA. Le banc a également permis de réaliser plusieurs études dans le domaine des télécommunications : on trouvera ainsi dans [Velluet *et al.*, 2015] une étude de la dynamique temporelle de la turbulence dans le cadre de liens optiques en espace libre Terre-satellite. Une étude de couplage assisté par OA du signal issu d'un satellite dans une fibre monomode peut également être trouvée dans [Petit *et al.*, 2015].

Il nous a été donné d'étudier une de ces problématiques en particulier au cours de la thèse, au travers de la mise en œuvre sur ciel d'un concept de détecteur proche infra-rouge ultra-sensible

pour l'analyse de front d'onde : la caméra RAPID.

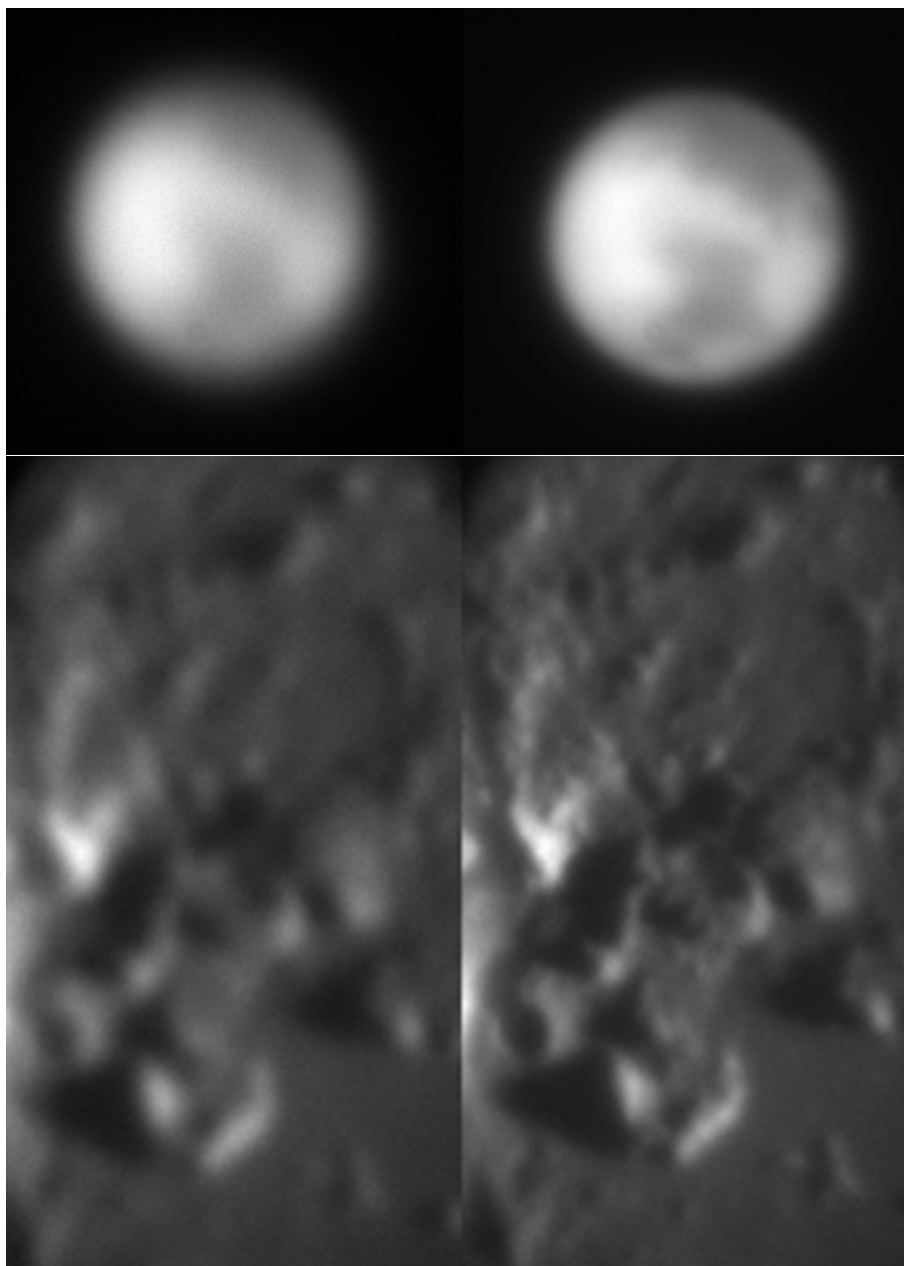


FIGURE 10.12 – Images de corps planétaires du système solaire acquises sur le banc lors d'une campagne de la thèse (Avril 2014). En haut la planète Mars, en bas la surface de la Lune. Les images de gauche sont acquises sans correction tandis que celles de droite le sont en boucle fermée.

Troisième partie

RAPID

Chapitre 11

Introduction à l'article

L'article *Modelling of high precision Wave-Front Sensing with new generation of eAPD IR detector*, intégré dans sa version acceptée pour publication dans *Applied Optics* dans les pages suivantes, présente les travaux préparatoires à la mise en œuvre en OA d'une nouvelle génération de capteur visible (Vis)-proche Infra-Rouge (IR) bas-flux pour l'analyse de front d'onde. Nous introduisons ici cet article au lecteur, en présentant d'une part les motivations des travaux de thèse, et d'autre part la démarche adoptée. Nous renvoyons à l'article pour une description plus complète des travaux et résultats.

Analyse de front d'onde en bande large, étendue au proche infra-rouge

Dans un contexte où la couverture du ciel en OA doit être augmentée pour les instruments de nouvelle génération, l'analyse de front d'onde dans le proche IR ou sur une très large bande constitue une avancée notable pour l'astronomie.

D'une part pour les systèmes d'OA utilisant des étoiles guides laser (Laser Guide Star LGS) [Fugate *et al.*, 1991], où le phénomène d'indétermination des ordres de basse fréquence de la turbulence [Rigaut et Gendron, 1992] requiert l'utilisation conjointe d'au moins un analyseur sur étoile guide naturelle (Natural Guide Star NGS). Le gain en couverture du ciel par l'utilisation d'étoiles artificielles n'est alors possible que par le développement et la mise en œuvre d'analyseurs dédiés à la mesure des bas-ordres de la turbulence, sur des étoiles naturelles faibles.

Il est évident de chercher premièrement à accroître la bande spectrale d'analyse pour augmenter le flux collecté, à l'instar des systèmes existants travaillant sur une grande partie du spectre visible¹. Deuxièmement, la population des étoiles brillantes en bandes I et J est également intéressante, de par leur nombre et leur répartition dans le ciel, dans une gamme de flux exploitables pour ces analyseurs dédiés. L'analyse de front d'onde dans le proche infra-rouge permet également de travailler dans des conditions optimales du point de vue de la mesure, avec une turbulence plus favorable, et donc un bruit propagé moindre².

D'autre part, l'analyse de front d'onde dans le proche IR est intéressante pour des cibles scientifiques très spécifiques, telles que des objets enfouis et généralement « rougis » (proto-étoiles, disques) par des milieux opaques aux longueurs d'onde visibles (nuages de poussière interstellaires).

RAPID : un capteur visible-proche IR pour l'OA

Avec un développement motivé par ces besoins en astronomie, la caméra RAPID³ constitue l'un des premiers prototypes d'une nouvelle génération de capteur bas flux très large bande, couvrant le visible jusqu'au proche IR (400nm-3 μ m). Elle repose sur une technologie émergente de capteur matriciel HgCdTe à PhotoDiodes à Avalanche d'électrons (eAPD⁴), et permet par amplification du courant primaire directement dans les photodiodes, d'obtenir des bruits de lecture de l'ordre de l'électron.

L'avantage de ce type de capteur en analyse de front d'onde est indéniable, avec des caractéristiques qui tendent à s'approcher de celles des EMCCD utilisés actuellement en OA, en ce qui concerne notamment les bruits de lecture. A cela s'ajoutent :

- L'amplification du signal sans amplification conjointe du bruit de photon (Coefficient

1. SPHERE/SAXO

2. Dans le cas d'un Shack-Hartmann : plus faible turbulence, meilleure correction, et donc spots limités par la diffraction, sans biais de mesures par fluctuations statistiques [Thomas *et al.*, 2006]

3. LABEX FOCUS, IPAG/CEA-LETI/ONERA/LAM/SOFRADIR

4. HgCdTe est également désigné comme MCT pour *Mercury Cadmium Telluride* dans l'article

d'amplification du bruit de photon⁵ $F = 1$), à l'opposé des EMCCD ($F \approx \sqrt{2}$).

- La réponse panchromatique sur toute la bande spectrale (0,4-3 μ m), avec un rendement quantique de l'ordre de 70%.
- La possibilité d'étendre ces caractéristiques au proche IR, jusque là couvert en général par des capteurs intrinsèquement bruités (InGaAs, HgCdTe).
- Le gain en opérabilité que constitue un tel détecteur, sur des systèmes de plus en plus complexes : toutes bandes spectrales du visible au proche IR exploitables par un seul détecteur.

Au stade actuel de son développement, un détecteur RAPID a pu être installé au foyer de PIONIER, au VLTI, pour une validation ciel dans le domaine de l'interférométrie [Guieu *et al.*, 2014]. Également, un autre détecteur HgCdTe eAPD, développé par SELEX avec une technologie sensiblement différente [Finger *et al.*, 2010], a été testé avec succès en interférométrie au VLTI sur l'instrument GRAVITY [Finger *et al.*, 2014]. En parallèle, les travaux menés dans le cadre de cette thèse ont pour but de contribuer à porter le concept de RAPID sur un système d'OA opérationnel pour une validation ciel d'un analyseur Vis-proche IR bas flux.

Validation de l'applicabilité en OA

De par leur architecture et leurs caractéristiques physiques, ce nouveau type de détecteur présente un Bruit Spatial Fixe important (FPN dans l'article), se traduisant par des in-homogénéités de réponse pixel à pixel. A l'instar du bruit de photon, intrinsèque à la mesure, et du bruit détecteur, le FPN biaise potentiellement la mesure de front d'onde et se propage dans la boucle d'OA.

Il existe peu d'études à ce propos pour l'OA, principalement du fait de la très bonne cosmétique des capteurs utilisés en général, tels que les CCD et EMCCD. Nous avons illustré sur la figure 11.1 la différence entre EMCCD et eAPD. Dans le cas de RAPID (droite), on note la présence de défauts de cosmétique (pixels saturés), et d'un FPN notable (bruit et tramage), absents de l'EMCCD (gauche).

Le FPN est en général réduit : les images ASO doivent être alors traitées en temps réel par le RTC à l'instar de la mise en œuvre des algorithmes de mesure de front d'onde. Pour permettre de tenir une cadence de correction typique de l'ordre du kilo Hertz, les traitements doivent être légers en termes de calculs. La correction gain-offset est ainsi généralement utilisée en OA. Il s'agit d'un lissage des in-homogénéités de réponse du capteur pixels à pixels en deux points⁶, qu'il est facile de mettre en œuvre par application de deux cartes obtenues au préalable par calibration du détecteur.

Ce traitement simple est potentiellement limité en présence d'un fort FPN, du fait de possibles in-homogénéités résiduelles après correction, appelé rFPN dans l'article. Le rFPN est causé d'une part par une limitation de la précision de calibration du détecteur, et d'autre part par ses dérives temporelles entre sa calibration et son utilisation. De plus, une simple correction deux-points du signal ne permet pas de compenser tous les types d'in-homogénéités de réponse.

5. F : facteur d'excès de bruit.

6. Signal à flux nul (offset), et pente de la réponse du pixel en fonction du flux (gain).

Dans ce cadre, il est ainsi premièrement nécessaire de pouvoir discriminer les populations de pixels dont les in-homogénéités de réponse peuvent être traitées en temps réel des autres, alors désignés comme pixels invalides. Ces derniers sont écartés de la mesure de front d'onde. Cette perte d'information a un impact potentiel sur la précision de mesure, qu'il est nécessaire de pouvoir modéliser. En ce qui concerne la population de pixels valides, une étude doit être menée afin d'évaluer l'impact du rFPN sur la mesure de front d'onde.

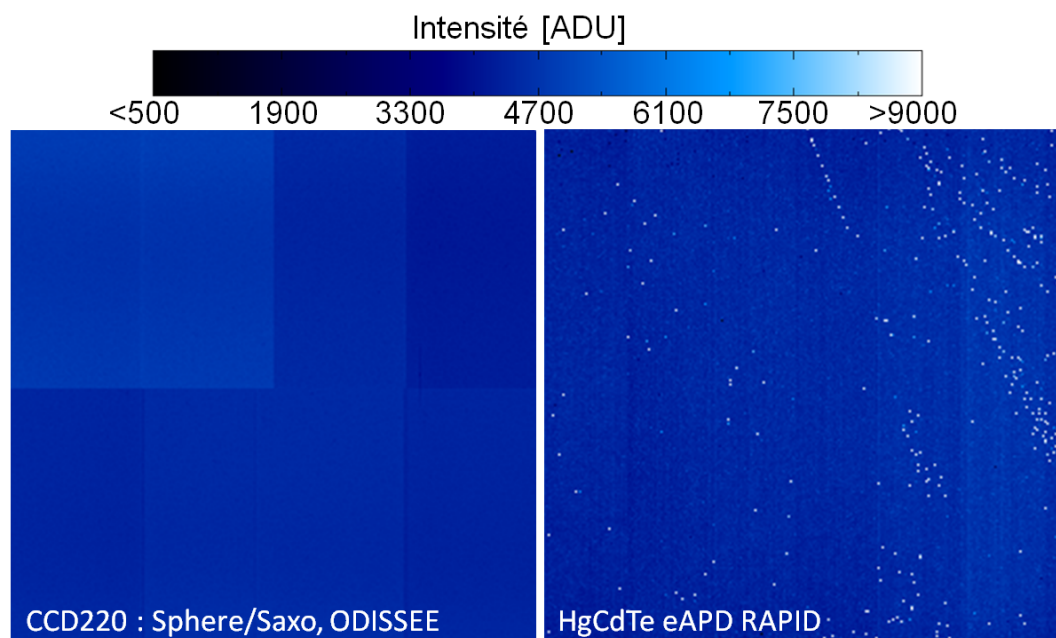


FIGURE 11.1 – Comparaison d'images sous éclairage uniforme, réalisée à gauche avec le capteur CCD220, intégré dans l'EMCCD OCAM, et à droite avec la caméra HgCdTe à avalanche d'électron RAPID. Le niveau médian de chacune des images est identique. Dans le cas de du CCD, on note la très bonne homogénéité de la réponse du capteur au sein de chacun des cadrans visibles (correspondant aux 8 sorties vidéo de l'OCAM). Pour RAPID, on note une plus grande disparité de réponse : plusieurs pixels saturés sont visibles, ainsi qu'un FPN important (tramage verticale notamment).

Démarche de l'article

Les travaux présentés dans l'article ont ainsi pour objectif d'étudier en premier lieux l'aplicabilité de cette nouvelle génération de détecteur en analyse de front d'onde pour l'OA.

A partir de nos travaux, nous cherchons d'une part à spécifier la précision de calibration requise, à destination de l'opérateur du système d'OA désireux de limiter l'impact des défauts de cosmétique du détecteur sur la qualité de correction de la turbulence.

D'autre part, il est intéressant de pouvoir affiner les spécifications de ces nouveaux types de détecteur en termes de cosmétiques pour le constructeur, dans le cadre particulier de l'analyse de front d'onde en OA.

Pour répondre à ces problématiques, nous avons développé un modèle de rFPN, en nous appuyant sur ceux existants dans la littérature, ainsi que sur nos travaux de caractérisation menés sur un des premiers exemplaires de caméra RAPID mis à notre disposition. Cette modélisation a été mise en œuvre ensuite en simulation, afin d'évaluer l'impact du rFPN en analyse de front d'onde pour l'OA.

Un cadre restreint a été adopté afin de développer nos outils. Nous avons ainsi considéré dans l'article l'analyseur le plus courant en OA, le Shack-Hartmann, ainsi qu'un algorithme de mesure de Centre De Gravité (CDG ou CoG dans l'article) seuillé.

En exprimant l'impact du rFPN comme un biais statistique sur le calcul de CoG des imagerie ASO, à l'instar des bruits de photon et détecteur, il nous a été possible de relier les caractéristiques du rFPN à un bruit de mesure. Plus encore, nous avons pu établir des critères vis-à-vis des caractéristiques du détecteur (bruit détecteur notamment) permettant de discriminer les populations de pixels invalides pour le calcul de CoG. Nous avons mis en œuvre cette procédure d'identification des pixels, pour le cadre spécifique de l'OA, sur un détecteur RAPID. Ce faisant, nous avons étudié la statistique de la population de pixels valides, et construit sur cette base un modèle de rFPN compte tenu de notre précision de calibration. Une simulation numérique d'analyse de front d'onde Shack-Hartmann a enfin été implantée en utilisant ce modèle de signal. Nous y avons étudié l'impact de chacun des termes du rFPN sur la perte de performances en OA, et nous l'avons appliqué pour finir à un analyseur SH couplé à un détecteur RAPID. La simulation montre un biais de mesure lié au rFPN en deçà du bruit détecteur et donc négligeable, étant donné notre précision de calibration actuelle. Nous avons ainsi montré l'applicabilité du détecteur RAPID en OA, et établi la procédure de calibration nécessaire au bon fonctionnement du système.

En conclusion

Les travaux présentés dans l'article ont permis de développer les outils nécessaires à l'étude d'une thématique rarement abordée dans la littérature pour l'OA.

Nos modèles peuvent être approfondis afin de prendre en compte des algorithmes de correction de cosmétique plus puissants (traitement par médian local par exemple), ce qui permettrait de relâcher en partie les contraintes sur les spécifications du détecteur en termes de cosmétique.

En plus d'avoir montrés l'applicabilité d'un analyseur SH couplé à un détecteur RAPID, ils peuvent être aisément adaptés à tous types d'analyseurs et de modèles de détecteur. Nos outils constituent donc la base du développement d'un analyseur optimisé proche IR dédié à la mesure des bas ordres de la turbulence sur étoile naturelle faible, utilisant pleinement les avantages de la génération prometteuse des détecteurs HgCdTe eAPD. Actuellement, des travaux dans cette continuité sont poursuivis à l'ONERA et au LAM pour développer cet analyseur RAPID optimisé, avant de l'intégrer sur le banc ODISSEE pour une validation ciel en OA.

Chapitre 12

Article : Simulation d'analyse de front d'onde haute précision avec une nouvelle génération de détecteur infra-rouge

Modelling of high precision Wave-Front Sensing with new generation of eAPD IR detector

SILVÈRE GOUSSET^{1,*}, CYRIL PETIT¹, VINCENT MICHAU¹, THIERRY FUSCO^{1,2}, AND CLELIA ROBERT¹

¹ONERA, Department of Theoretical and Applied Optics, BP72 - 29 avenue de la Division Leclerc FR-92322 CHATILLON CEDEX, France

²Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, 38 rue Joliot Curie, 13388 Marseille cedex 13, France

*Corresponding author: silvere.gousset@onera.fr

Compiled October 14, 2015

Near-Infrared wave front sensing allows enhancing sky coverage with adaptive optics. The recently developed HgCdTe avalanche photodiode arrays are promising due to very low detector noise, but still present an unperfect cosmetic that may directly impact real-time wavefront measurement for AO and thus degrade performance in astronomical applications. We propose here a modelling of Shack-Hartmann wavefront measurement in presence of residual fixed pattern noise and defective pixels. To adjust our models, a fine characterization of such a HgCdTe array, the RAPID sensor, is proposed. Impact of the cosmetic defects on Shack-Hartmann measurement is assessed through numerical simulation. This study provides both a new insight on applicability of eAPD detectors for astronomical applications and criteria to specify the cosmetic quality of the future arrays.

© 2015 Optical Society of America

OCIS codes: 110.1080, 010.7350, 120.0120, 040.1345

[Url](#)

1. INTRODUCTION

Adaptive Optics (AO) is nowadays a mature technology that allows reaching the theoretical limit of resolution of ground-based telescopes. One of the major limitations of the first generation systems is the poor sky coverage, since Natural Guide Stars (NGS) are used for the phase perturbation measurement [1]. The new generation of adaptive optics benefit from Laser Guide Stars (LGS) [2]. However the measurement of low order aberrations (tip, tilt and focus) still requires a NGS due to LGS limitations [3]. In that prospect, the near infrared (NIR) is of great interest considering both science cases and sky coverage. For years, NIR sensor arrays have been noisier than visible sensor arrays, restricting the sensitivity of NIR wavefront sensors [4, 5]. Recently, NIR sensor arrays based on CMT avalanche photodiodes, or eAPD, have been developed. Such detectors were recently used for fringe tracking or wavefront sensing: the RAPID detector provided by Sofradir, implemented on PI-ONIER [6, 7], and the Saphira detector provided by Selex, implemented on GRAVITY [8–10]. Apart from their intrinsic characteristics (size, pixel read out frequency, quantum efficiency ...) that we do not intend to compare here, both detectors present a rather poor cosmetic quality. This includes non uniformity of pixels response, also known as Fixed Pattern Noise (FPN), with

possible pathological pixels, and time evolution of this FPN (leading to Residual FPN, noted RFPN). Such cosmetic quality may directly impact wavefront measurement for AO and degrade performance in the particular framework of astronomical applications.

The present study is performed by considering the Shack-Hartmann (SH), this WaveFront Sensor (WFS) being one of the most frequently used in AO for astronomy. The impact of the FPN of Cmos sensors onto the SH WFS has already been considered [11, 12], but, to our knowledge, the eAPD characteristics and its use in astronomy have not been studied yet. Characterizations of the eAPD RAPID have already been performed [6] but focusing on global characteristics of the detector itself, including global conversion gain estimation and evolution with polarisation, read-out noise characterisation, and global linearity of detector. Though FPN, RFPN and defective pixels have been mentioned, purpose of [6] was not to finely estimate these elements and their impacts on a SH WFS measurement quality. Our objective is thus to analyze the impact of the FPN of an eADP array on wavefront measurement in order, first, to evaluate if the FPN (and RFPN) of the current arrays is a limiting element and, second, to define one or more criteria for the cosmetic specification of the future arrays under development.

The first step has been to study in detail the properties of

the FPN of an existing matrix, i.e. the eAPD RAPID, jointly developed by SOFRADIR, CEA-LETI, ONERA, IPAG and LAM, to complete the characterization already performed [6]. From these properties, we have developed a parametric model to simulate the FPN, respectively the RFPN, after a first FPN calibration of a sensor array for a SH WFS. We then have used this model to study the performance of a SH WFS by numerical simulation according, on one hand, to the parameters of the FPN, respectively the RFPN, and, on the other hand, to the typical conditions of use of the wavefront sensor in astronomical applications. The results of these simulations have allowed us to infer the eADP array characteristics required for the future wavefront sensors.

The SH WFS model used in the study is described in section 2. The characterization of the eAPD RAPID is presented in section 3. The model developed from the characterization is then given in section 4. The results obtained from the numerical simulations performed with this model are presented in section 5, and analyzed to deduce requirements on eAPD cosmetics.

2. SHACK-HARTMANN AND SENSOR ARRAY

A. Shack-Hartmann classical description

In a SH device, a lenslet array samples the wavefront in a pupil plane. The sensor array detects the images in the lenslet array focal plane.

Signal of the detector is generally defined by considering the pixel response $s_p(t)$ modeled in the following way:

$$s_p(t) = \eta f_p(t) + n_p(t), \quad (1)$$

where $f_p(t)$ is the photon flux integrated onto the pixel p during the frame t , $s_p(t)$ the detected signal, and $n_p(t)$ the detection noise. η denotes the quantum efficiency.

The slope of the wavefront in the subaperture defined by the lenslet is then given by the image shift. Many studies have been performed in order to get the best estimate of the slope from the noisy images and characterize the estimate error [13–15]. Once the slope errors obtained, the error on the reconstructed wavefront may be easily deduced by assuming they are uncorrelated between subapertures. In the present study, for sake of simplicity, the slope is assumed to be determined using the Center of Gravity (CoG) of the windowed image. More astute approaches may be considered in the future, such as weighted CoG, matched filter [16] ... Considering CoG, its coordinates are therefore:

$$(x_{cog}(t), y_{cog}(t)) = \left(\frac{\sum_{p \in W} x_p s_p(t)}{\sum_{p \in W} s_p(t)}, \frac{\sum_{p \in W} y_p s_p(t)}{\sum_{p \in W} s_p(t)} \right), \quad (2)$$

where (x_p, y_p) denotes the position of pixel p . The window, W , is chosen to remove the pixels where the readout noise is predominant.

Considering the pixel response of Eq. (1), the fluctuations of the coordinates of CoG(t) are described at the first order by a centered gaussian random variable which variance is function of $\langle \sum_p s_p(t) \rangle$ and the detection noise [13, 14]. Under typical operating conditions, the number of photons required for wavefront sensing in adaptive optics for astronomy is very limited. For instance, following Nicolle[15], no more than 100 photoelectrons per subaperture are required to reach a rms slope error of a few tenths of radian, considering a photon noise limited sensor.

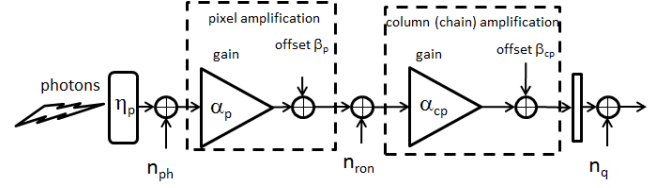


Fig. 1. Pixel amplification chain schematic description, with the noise contributions.

B. Sensor array defects and wavefront sensing

The equation (1) assumes that the pixel response is identical from a pixel to another. In fact, it may vary. To well understand the properties of the output signal, s_p , it is necessary to give a simplified description of the sensor array architecture. The Fig. 1 presents a schematic diagram of the amplification chain for a pixel p , in a column c_p . η_p denotes the quantum efficiency of the pixel. The detection process as well as the dark current process, the signals from the photodiode is read with the help of a Cmos readout circuit. A pixel gain is applied. Overall operations at pixel level are gathered so that α_p^S , respectively β_p^S , represents the gain, respectively the offset at the pixel level. The signal from the pixel is then multiplexed and amplified by columns. $\alpha_{c_p}^S$, respectively $\beta_{c_p}^S$, represents the gain, respectively the offset of the column amplifier. $\alpha_{c_p}^S$ and $\beta_{c_p}^S$ include the gain and offset of the chain until digitization. Finally, the column signals are multiplexed and digitized. At each step, an additional term of noise is introduced: photon noise n_{ph} , and readout noise (or RON) n_{ron} , quantification noise n_q , both independent of the signal level.

The effect of the FPN may be highlighted by writing the signal of the pixel p , during a sequence S of time $t \in S$, as:

$$s_p^S(t) = a_p^S(\eta_p f_p(t) + n_p(t)) + b_p^S. \quad (3)$$

n_p gathers all the detection noise contributions (photon and readout noise, quantification noise). a_p^S and b_p^S are pixel dependent. They are normalized over the sensor array so that $\overline{a_p^S} = 1$ and $\overline{b_p^S} = 0$ (see Section 3.B.1)¹.

In astronomy, the signals are generally equalized in real time to minimize FPN effects by calibrating $A_p^S = a_p^S \eta_p$ and b_p^S . In practice, some calibration inaccuracies are caused by the partial average of the temporal noise, due to the finite size of the acquired temporal sequence and by the temporal variability of the chip. The estimate of $f_p^S(t)$, denoted $\hat{f}_p^S(t)$, is therefore:

$$\hat{f}_p^S(t) = \frac{s_p^S(t) - \hat{b}_p^S}{\hat{A}_p^S}, \quad (4)$$

where $\hat{A}_p^S$, respectively, $\hat{b}_p^S$ are the estimates of A_p^S and b_p^S .

When using a Shack-Hartmann with a linear sensor, the estimate of $f_p^S(t)$ may be written as:

$$\hat{f}_p^S(t) = \frac{A_p^S}{\hat{A}_p^S} f_p(t) + b_p^S - \hat{b}_p^S + \frac{a_p^S}{\hat{A}_p^S} n_p(t). \quad (5)$$

¹For any variable a we shall note by $\langle a \rangle$ its average over a given population, while $\bar{a}$ shall stand for median value

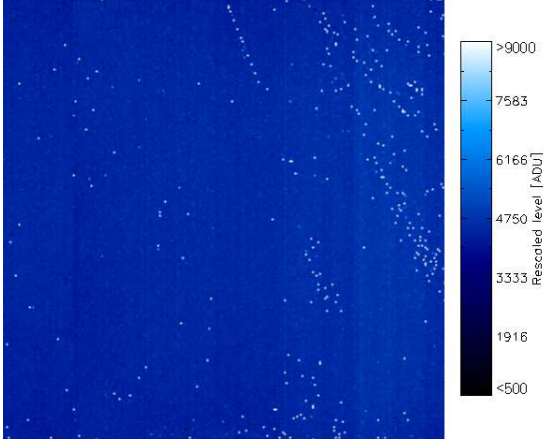


Fig. 2. Example of image delivered by RAPID sensor array under uniform illumination.

With a visible sensor, the gain and offset fluctuations are weak and stable. If the calibration is carefully performed, $\frac{A_p^S}{A_p^S} \simeq 1$ and $b_p^S - \hat{b}_p^S \simeq 0$. Therefore, the noise term remains unchanged with respect to a perfect sensor. The situation is quite different with an eAPD based infrared sensor like RAPID. A typical image delivered under uniform illumination is presented on Fig. 2. A preliminary analysis enforced by the results presented in section 3 underlines that several effects have to be considered:

- The signal of some pixels, so-called defective pixels is too small or too high;
- Gain and offset of the other pixels, so-called valid pixels may change over the time;
- The response of the valid pixels is not perfectly linear.

Within the flux conditions presented before, the non-linearity of valid pixel response may be neglected. In the same manner, the calibration process may be adapted to take into account the changes in gain and offset and lead to negligible effect. Unfortunately, for the so-called defective pixels the correction may be not satisfying with respect to the CoG estimation: on one hand, the pixel response calibration may be partially ineffective and on the other hand the signal-to-noise ratio may decrease dramatically.

To go further, it is necessary to link the sensor defects with the SH error measurement. With a perfect sensor, the CoG expressed in Eq. (2) may be rewritten as:

$$x_{cog} = \frac{\sum_p x_p f_p}{\sum_p f_p}. \quad (6)$$

The quadratic error between x_{cog} and $\hat{x}_{cog}$, the estimate of x_{cog} obtained from the effective sensor signal, may be expressed according to the nature of the predominant error. We consider hereafter two cases.

In case of a linear sensor perfectly calibrated, the noise effect is predominant. The first error term may be expressed in a very

classical way as an average over the noise:

$$\langle |x_{cog} - \hat{x}_{cog}|^2 \rangle = \langle \left| \frac{\sum_p x_p f_p}{\sum_p f_p} - \frac{\sum_p x_p \hat{f}_p}{\sum_p \hat{f}_p} \right|^2 \rangle \quad (7)$$

$$\simeq \frac{1}{(\sum_p f_p)^2} \sum_p x_p^2 \langle |f_p - \hat{f}_p|^2 \rangle. \quad (8)$$

Here, we have assumed $(\sum_p f_p)^2 \simeq \langle (\sum_p \hat{f}_p)^2 \rangle$ for the denominator and simplification of cross terms of the denominator considering uncorrelated noise between pixels. According to definition of α_p and α_{c_p} , and referring to Fig. 1:

$$\langle |f_p - \hat{f}_p|^2 \rangle = \langle \left| \frac{n_p}{\eta_p} \right|^2 \rangle = \frac{1}{\eta_p^2} \left(\eta_p f_p + \frac{\sigma_{ron}^2}{\alpha_p^2} + \frac{\sigma_q^2}{(\alpha_p \alpha_{c_p})^2} \right). \quad (9)$$

σ_{ron}^2 and σ_q^2 are respectively the RON variance and quantification noise variance. Here we have expressed the various noise terms in the photo-electron space. The relative contribution of the first term, the photon noise, decreases with the quantum efficiency. The other terms does not depend on the signal level. The gain α_{c_p} is generally chosen so that the quantification noise is negligible with regards to the RON. The impact of the second term depends on α_p which includes the avalanche gain. Note that, by considering representative values of typical illumination, of RON and avalanche gain in the RAPID case, $\eta_p f_p = 10 \text{ phe}^-$, $\frac{\sigma_{ron}^2}{\alpha_p^2} = 2.3$ so that the signal to noise ratio equals about 4.

When the error is induced by a strongly non-linear response of very few pixels, a second error term may be exhibited. Still, this error may only be written as:

$$|x_{cog} - \hat{x}_{cog}|^2 \simeq \frac{1}{(\sum_p f_p)^2} \sum_p x_p^2 |f_p - \hat{f}_p|^2. \quad (10)$$

A crude estimate of the error may be obtained by considering either a RMS or an upper value of $|f_p - \hat{f}_p|^2$.

The two previous errors represent the errors for the pixels identified as defective. Different strategies may be developed to process their signals. We adopt a very crude approach in this paper: if the defective pixel increases the measurement error by a factor 2, the given information is considered as null and its signals is put to zero. Associated criteria may be defined from this condition provided that the working conditions are determined.

Low flux conditions are supposed so that the readout noise effect is predominant. Hence, $\langle |f_p - \hat{f}_p|^2 \rangle = \frac{\sigma_{ron}^2}{\eta_p^2 \alpha_p^2}$. Moreover, in case of valid pixels, η_p and α_p may be approached by $\eta \simeq \bar{\eta}_p$ and $\alpha \simeq \bar{\alpha}_p$. Finally, when all the pixels are valid:

$$\langle |x_{cog} - \hat{x}_{cog}|^2 \rangle = \frac{1}{(\sum_{p \in W} f_p)^2} \frac{\sigma_{ron}^2}{\eta^2 \alpha^2} \sum_{p \in W} x_p^2. \quad (11)$$

For sake of simplicity, W is defined as: $-1 \leq x_p \leq 1$ and $-1 \leq y_p \leq 1$ and $\sum_{p \in W} x_p^2 = 6$.

A single defective pixel, pb , with $|x_{pb}| = 1$, is supposed to be in the window. The RMS error defined by Eq. (8) is more than doubled, on one hand, in case of a reduced gain, α_{pb} , if $\alpha_{pb}^2 = \frac{1}{7} \alpha^2$, on the other hand, with a non-linear pixel, if the RMS of $\eta |f_p - \hat{f}_p|$ is less than $\sqrt{7} \sigma_{ron} \simeq 6 \text{ phe}^-$ ($\sigma_{ron} = 2.3 \text{ phe}^-$).

At last, in case of valid pixels, the effects of calibration errors may be estimated when the noise effect is neglected. Here,

the error term is averaged considering the calibration statistics. Eq. (8) may be obtained in the same way with:

$$\langle |f_p - \hat{f}_p|^2 \rangle = f_p^2 (\langle |1 - \frac{A_p}{\hat{A}_p}|^2 \rangle) + \langle |b_p - \hat{b}_p|^2 \rangle, \quad (12)$$

by assuming the gain and offset calibration errors as centered and uncorrelated.

To conclude, we have established analytic expressions to describe the wavefront errors induced by the sensor defects, either in noise predominant or non-linear pixel predominant case. We propose to use these expressions by estimating the induced errors to separate the pixels in two classes: valid and defective pixels. Valid pixels deliver useful signals: the errors induced by the non-linearity of the pixel response and by the increase of the noise are bearable. On the contrary, defective pixels cannot be used for the estimation of the wavefront slope. This separation paves the way to a simple model of such array sensors: valid pixels used for slope estimation and defective pixels set to zero. Before that, the validity of this preliminary analysis has to be confirmed by a detailed characterization of the RAPID sensor with two main objectives: to demonstrate the ability of separating pixels in two classes and characterize carefully the performance of the valid pixels.

3. CHARACTERISATION OF THE RAPID SENSOR

The objectives of this section are to present the properties of the pixel responses of the RAPID eAPD area according to the previous analysis, i.e.:

1. to identify valid pixels, which response is linear as described by Equation (3), from defective pixels and therefore estimate defective pixels population;
2. to characterize the statistics describing the positions of defective pixels;
3. to characterize the statistics describing α_p^S , $\alpha_{c_p}^S$, β_p^S and $\beta_{c_p}^S$ for the valid pixels.
4. to evaluate the temporal variation of these characteristics responsible for potential calibration inaccuracies and thus RFPN.

We first present the calibration procedure, then address the first three points characterizing the detector fixed pattern noise. Finally, we assess the FPN temporal stability.

A. Measurement process

Calibration of the RAPID eAPD relies on a wide regulated black body placed against the camera window as shown in Fig. 3, with temperature control. It thus provides an adjustable flat illumination onto the chip. In the following we have considered a square region of interest of 252 by 252 pixels.

As underlined before, we can focus on an illumination range of only 100 incident photo-electrons (*i.e.* before eAPD amplification). A fine sampling of this dynamic (≈ 20 points) allows to be representative also of a PSF in lower flux conditions. Unfortunately a relatively high instrumental background prevented us from characterizing our RAPID device from the RON level ($2.3e^-$). So the effective dynamic is rather ranged between 100 and $200e^-$.

A polarization voltage of 6000mV is applied to the eAPD in order to obtain an amplified regime similar to an AO use of the

detector. The resulting eAPD amplification coefficient is close to 6.

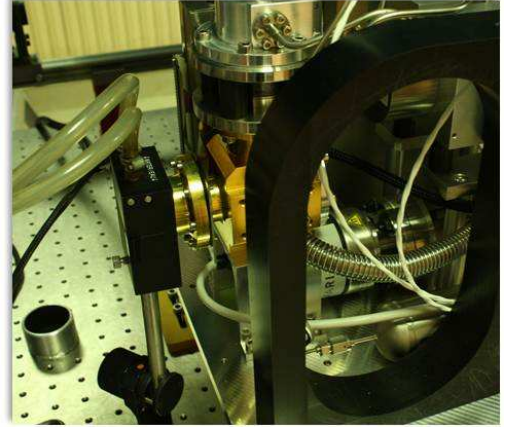


Fig. 3. Experimental device used to characterize the RAPID camera. The regulated black body is placed against the window of the cryostat.

The RAPID eAPD characterisation basically resort to the acquisition of various temporal sequences $F_p^S(T, t_{exp}, t)$. Either the exposure time t_{exp} or the illumination is fixed to a constant while the other parameter is modified. Variation of illumination is obtained by monitoring the black body temperature T . In either case, we acquire temporal sequences of 1024 images. The final images $F_p^S(T, t_{exp})$ are the temporal average of these sequences. For sake of simplicity images at fixed exposure time and varying illumination are noted $F_p^S(T)$ and used in particular to obtain the response curves and the conversion gains. Sequences with varying exposure time t_{exp} of the detector over a constant flux at the temperature T are noted $F_p^S(t_{exp})$ and used in particular to obtain the offset maps. The various acquisitions are performed over a short period of time so as to neglect any time evolution of the various parameters of interest. We shall come back to this issue in Sect. 5.

B. FPN characterisation

We now present the RAPID data processing and analyse the results in terms of FPN maps. We first assess the pixels response to derive pixels classification and FPN maps.

B.1. Pixels response

Calibration of FPN requires a per pixel calibration, so as to, first classify pixels into defective and valid ones, then estimate the per pixel a_p^S and b_p^S contributions to gain and offset map. We thus propose the following procedure:

- calibrate a global conversion gain and offset value (which are single constant values). Here global stands for median and thus allows to discard pixels with particular response. As a by-product of this calibration, we can normalize the pixels a_p^S and b_p^S gain and offset so as to comply with hypothesis of section 2.B, that is a normalized gain and offset over the detector ($\bar{a}_p^S = 1$ and $\bar{b}_p^S = 0$).
- derive per pixel response curve and classify pixels
- derive the a_p^S and b_p^S pixels contributions for valid pixels.

As a first step we thus compute $\mathbf{G} = \overline{\alpha_p^S \times \alpha_{cp}^S}$ so as to normalize a_p^S . This is evaluated following the classical Photon Transfer Curve (PTC) technique [17]. It basically comes down to evaluating the spatial variance of the output signal over two-by-two difference of images $\mathbf{F}_p^S(T, t)$ with respect to its median level. This leads to the classic response curve of Fig. 4, from which the global (in the sense of median) conversion gain $\mathbf{G}$ is easily derived. A $G = 2.3$ ADU/e gain is evaluated, in adequation with [6].

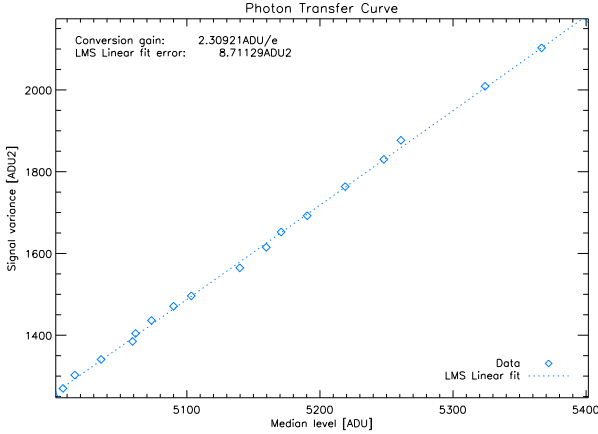


Fig. 4. Photon Transfer Curve. A linear fit is performed using Levenberg Marquardt method (LMS) over the range of illumination of interest.

Derivation of the global offset $\mathbf{O} = \overline{\beta_p^S} + \overline{\beta_{cp}^S}$ is based on the $\mathbf{F}_p^S(t_{exp})$ images considering the output signal over zero illumination. For each pixel, the mean temporal level is plotted according to the exposure time and a linear fit provides the y-coordinate at the origin for each pixel. A median value is finally estimated over all pixels and b_p^S is normalized.

As a second step, we now try to derive a per pixel response curve. Each time averaged image $\mathbf{F}_p^S(T)$ is converted into an illumination map considering $\mathbf{F}_p^S(T)/\mathbf{G}$. Still, one has to account for possible defective pixel response. So for each pixel, we compute the response curve that is the temporally averaged output signal $\mathbf{F}_p^S(T)$ variations according to the median illumination $\overline{\mathbf{F}_p^S(T)/\mathbf{G}}$. Considering homogeneous illumination and that variations of η_p are negligible, one can approximate $\overline{\mathbf{F}_{exp}(T)/\mathbf{G}} \simeq \eta f$ where $f = \overline{f_p}$ and $\eta = \overline{\eta_p}$. Figure 5 shows examples of response curves for various types of pixels. Error bars, for each point of this curve is easily related to the photon noise σ_{ph}^2 for the given flux (Figure 4), and the number of time averaged images (1024). In the worst case the error bar is 1.35 ADU rms.

Finally a least square linear fit is made on each pixel response curve, in order to obtain the pixel gain $\mathbf{G} \times a_p^S$ and the deviation from linearity (quadratic error).

At this stage one can clearly identify various behaviours or pixels categories:

- valid pixels with linear response;
- negative response pixels. These pixels can be easily identified and kept once calibrated, except if they also fall into the following categories;

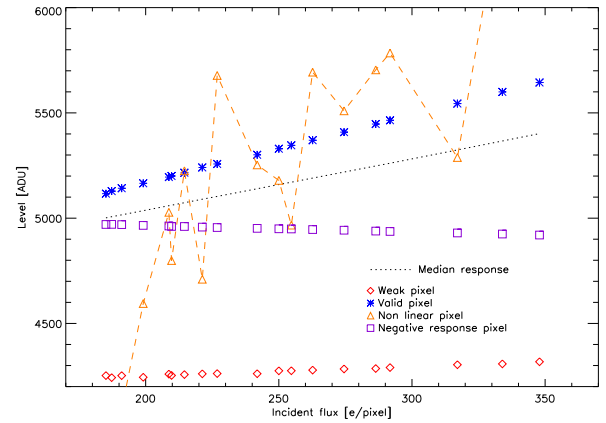


Fig. 5. Various pixels' response curve $\mathbf{F}_p^S(T)$ as a function of $\mathbf{F}_p^S(T)/\mathbf{G}$. This figure illustrates the behaviour of a valid (stars), a weak (diamonds), a non linear (triangles) and a negative response (square) pixel, compared to the median response (dotted line). Response curves include possible differential offsets.

- dead pixels with a null gain. They are either set to zero or saturation level. For the RAPID case, most of these pixels are set to saturation. We can reasonably assimilate them to defective pixels with an excessive dark current;
- weak pixels that exhibit a very low gain. These pixels may lead to an increase of the noise impact;
- strongly non linear pixels. These pixels cannot be used for wavefront sensing.

The last three categories are defective pixels. As underlined in Section 2.B our strategy is to discard these defective pixels. Dead pixels identification are easily identified. For weak and non-linear pixels we shall apply criteria defined previously. We shall however adapt to the available calibrated data defining an acceptable metric.

B.2. Pixels classification

Criterion for pixels classification is commonly based on the conversion gain deviation according to its mean value. For example this criterion is used for both RAPID and SAPHIRA in [6, 10]. A defective pixels stands here for a pixel which response is below or beyond 50% from the mean value (mean gain). Still, this criterion is not related to an AO WF-sensing performance. In addition, computing a conversion gain is meaningful only for linear pixels and can lead to an acceptable gain even for a non-linear pixel which will not be detected as defective.

We propose in this paper a different definition of a defective pixel, based on the criteria developed in section 2.B:

- A pixel pb is considered as "weak" and shall be consequently discarded when its gain is reduced so that $\alpha_{pb}^2 = \frac{1}{7}\alpha^2$ leading to doubling the wavefront measurement RMS error (the standard constructor criterion here corresponds to $\alpha_{pb}^2 = \frac{1}{4}\alpha^2$);
- A pixel pb is considered as non linear if the RMS of $\eta|f_p - \hat{f}_p|$ is less than $\sqrt{7}\sigma_{ron} = 6 phe^-$. As f_p is unknown, we

need to define a metric compatible with our measurements. We thus consider the fitting error to a linear response based on the pixel response curve deduced in previous section and presented in Fig. 5.

This error ϵ_{fit} is normalized by the pixel estimated gain $G\hat{a}_p^S$ first to be expressed in photoelectron and comparable to noise terms, and second to account for the pixels with relatively higher gains, so that:

$$\epsilon_{fit} = \frac{\sqrt{\langle (\hat{\mathbf{F}}_p^S - \mathbf{F}_p^S)^2 \rangle_{\eta f}}}{G\hat{a}_p^S}, \quad (13)$$

where $\hat{\mathbf{F}}_p^S$ is the linear fit to the curve $\mathbf{F}_p^S = h(\eta f)$. In this expression we have simplified $\mathbf{F}_p^S(T)$ into $\mathbf{F}_p^S$ for the sake of simplicity. Criterion for defective pixels identification is thus $\epsilon_{fit} < \sqrt{7}\sigma_{ron} = 6$.

After this identification step the remaining pixel population has only a linear response. For this population the fitted slope corresponds to the pixel physical conversion gain that is $G \times a_p^S$.

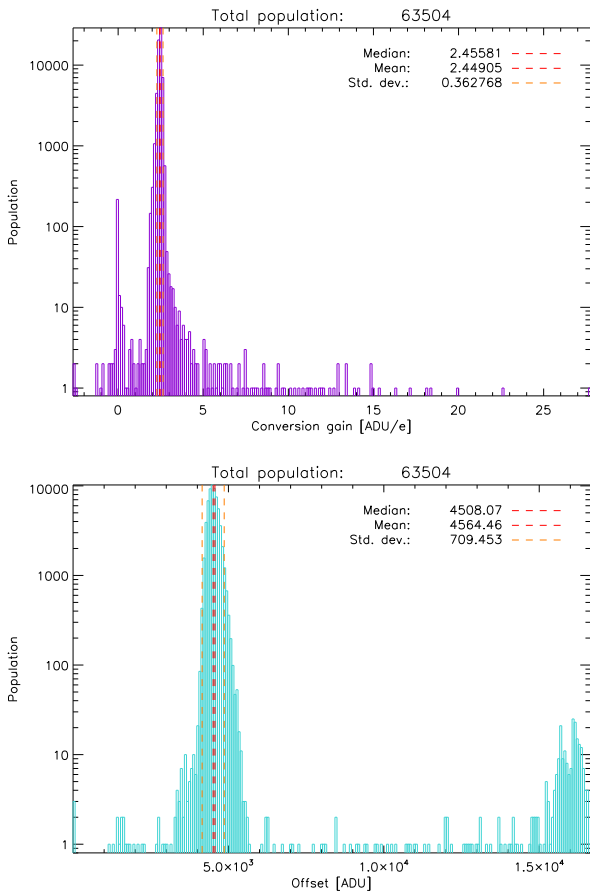


Fig. 6. Top: histogram of the slopes of the least square linear fit before defective pixels identification; bottom: histogram of the y-coordinates at the origin of the least square linear fit before defective pixels identification.

Based on these criteria, a full pixel classification can be performed and dead, weak, strong or non linear pixels can be identified and discarded. The histograms Fig. 6 and 7 present the

pixel populations of the linear fit slopes and y-coordinates at the origin before and after application of the pixels identification criteria. The histograms Fig. 7 present the valid population after subtraction of all the defective pixel classes.

Manual control of the pixels detected as non-linear proves that they clearly exhibit behaviour similar to the one proposed in Figure 5, while valid pixels exhibit limited deviation for linearity.

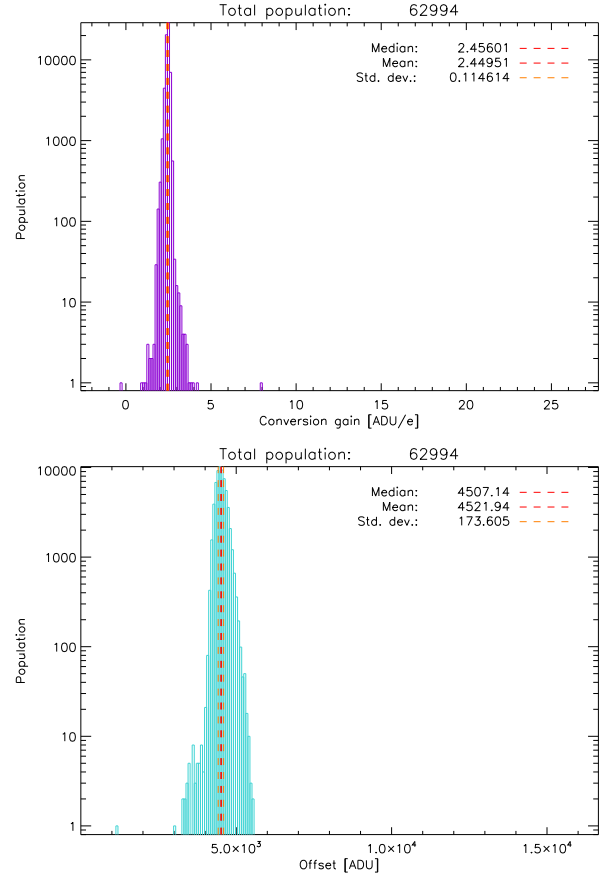


Fig. 7. Histograms of the conversion gain (top) and of the offset (bottom) maps after subtraction of the weak pixels. This is the remaining population of valid pixels. Pixels with negative or strong gains are still visible because they are linear.

Table 1 summarizes the obtained population of defective pixels on RAPID based on our approach and we can see their spatial repartition on the chip on the Fig. 8. A possible cluster of defective pixels might be detected in the upper-right corner, though no confirmation or satisfying explanation for such a possible trend have been provided so far. Test on more chips would be necessary to conclude.

It is interesting to compare at this stage pixels considered as defective using either our method or the constructor criterion. Analysis of defective pixels population shows that pixels with very high gain (leading to quick saturation) or very low gain (dead or weak ones) are detected the same way by both methods. But considering non-linear pixels the constructor criterion does not allow to separate non-linear pixels from linear ones, as soon as the computed gain is within the $\pm 50\%$ range from mean gain. Only 179 out of the 310 non linear pixels are cor-

Table 1. RAPID pixels classification results. The various categories are listed. Either our criteria are used or the constructor operability criterion. We analyze the contribution of each population in both cases.

Defective pixeltype	Identified
Dead	196
non linear	310
Weak	4
Total discarded pixels	510
Total valid pixels	62994

rectly detected.

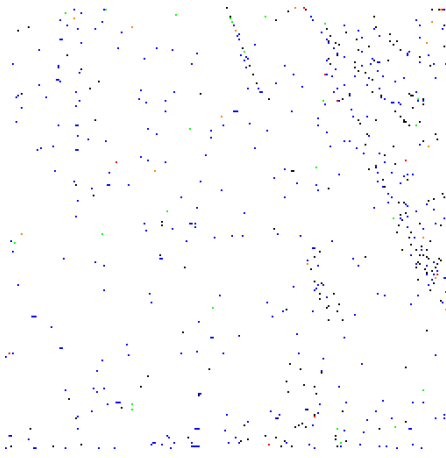


Fig. 8. Defective pixels map.

As a conclusion we have proposed a fine analysis and classification of pixels. We have proposed refined criteria for weak and non-linear pixels identification, related to wavefront sensing. This analysis provides a fair idea of defective pixels types and numbers for the RAPID camera, allowing an evaluation of the impact of such a defective pixel population over SH-WFS measurement (see Sect. 5). As underlined before a simple criterion on the conversion gain dispersion with respect to the mean is not fully adapted to identify all the defective pixel classes in our context of AO WF-sensing with RAPID. As only one RAPID detector has been characterized, it is not possible to conclude on the statistics of spatial distribution of defective pixels. At this stage, we can however make the fair assumption, as a first approximation, that this distribution is uniform over the chip.

We can now focus on the gain and offset maps over the valid pixels and discuss the characteristics of such FPN for the RAPID eAPD.

B.3. RAPID gain and offset FPN analysis: chip spatial model

We thus consider now gain and offset maps, a_p^S and b_p^S , over the valid pixels. As explained in Sect. 2.B the intimate amplification structure of an eAPD detector, involving in particular pixel and column amplification stage, leads obviously to consider the repartition of gain and offset throughout the overall pixels and columns. We remind here that pixel and column amplification

stages are physically independent so that we can assume that pixel and column gains (resp. offsets) are uncorrelated.

We first focus on the gain map a_p^S . As explained in Sect. 2.B, the gain map may be decomposed in two contributors, the first one, function of the pixel itself, the other, function of the column only:

$$a_p^S = \alpha_p^S \alpha_{c_p}^S. \quad (14)$$

The column gain map $\alpha_{c_p}^S$ is easily computed by averaging the normalized gain map a_p^S over each column. Thus, the column FPN over a column c_p is:

$$\hat{\alpha}_{c_p}^S = \langle \alpha_p^S \alpha_{c_p}^S \rangle_{c_p}, \quad (15)$$

$\langle \cdot \rangle_{c_p}$ indicating a column average. Then, we derive the pixel gain map $\hat{\alpha}_p^S$, dividing the normalized gain map a_p^S by $\hat{\alpha}_{c_p}^S$.

The repartition of the obtained pixel and column components of the gain-FPN are presented on histograms Fig. 9. We observe that both the $\hat{\alpha}_p^S$ and $\hat{\alpha}_{c_p}^S$ distributions follow pretty well a gaussian distribution (as mentioned in [11]), though a slight excess is visible for pixel gains lower than 1.

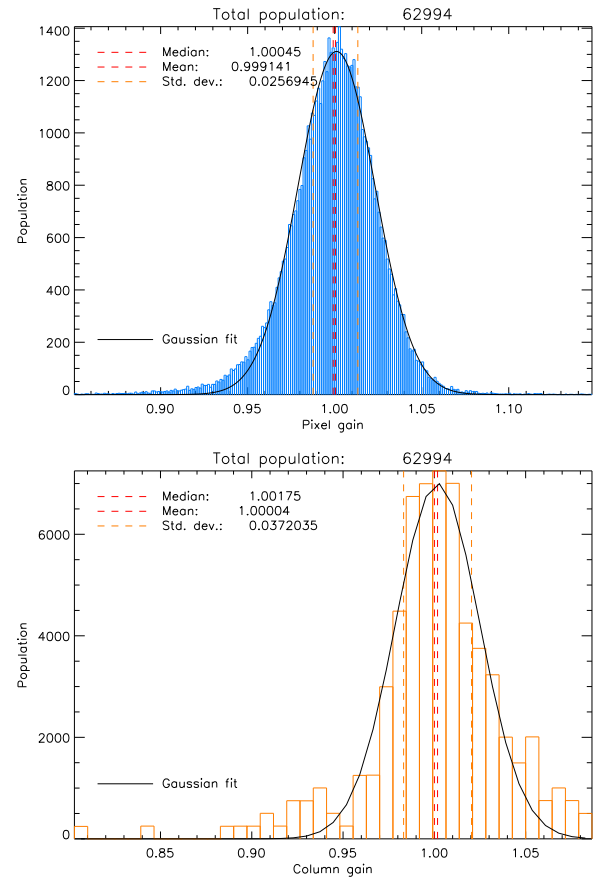


Fig. 9. Histogram of the gain-FPN terms. Top: pixel component α_p ; Bottom: column-gain α_{cp}

A similar analysis can be applied to the offset map (FPN). As explained in Sect. 2.B we assume a pixel and column contribution so that $b_p^S = \beta_p^S + \beta_{c_p}^S$. The relative column-offset FPN $\beta_{c_p}^S$

for each column is derived, computing the column average of the normalized offset map b_p^S :

$$\hat{\beta}_{c_p}^S = \langle \beta_p^S + \beta_{c_p}^S \rangle_{c_p}. \quad (16)$$

Subtracting the computed map $\hat{\beta}_{c_p}^S$ to $\beta_p^S + \beta_{c_p}^S$, we obtain the pixel-offset map $\hat{\beta}_p^S$.

The repartition of the obtained pixel and column components of the offset-FPN are presented on histograms Fig. 10. The gaussian fit for the spatial distribution of column offset seems to be adequate as described empirically in the litterature. Considering the pixel component, a gamma distribution proves to fit better as in [18].

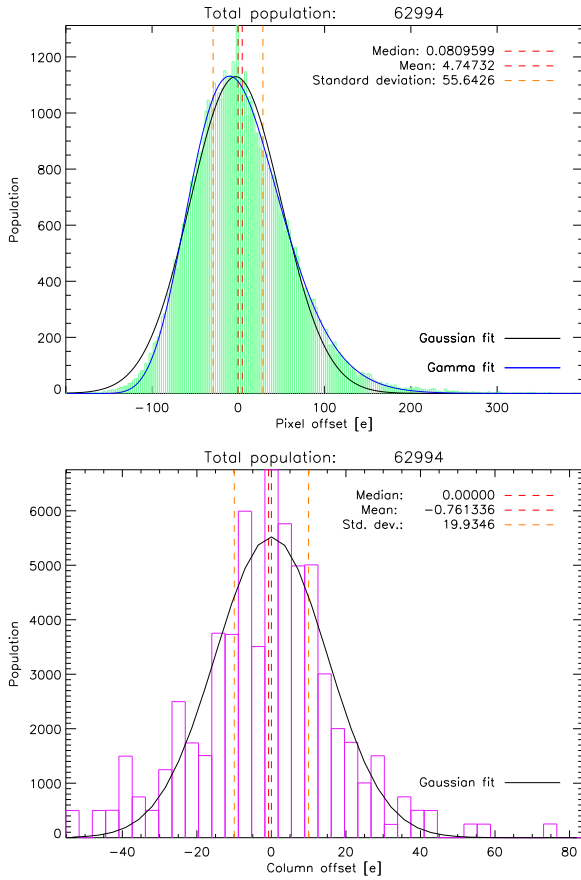


Fig. 10. Histogram of the offset-FPN terms. Top: pixel component β_p ; Bottom: column-offset β_{cp} .

The previous analysis does not account for possible spatial correlations of the pixels response. Figure 11 shows respectively the pixel gain spatial Power Spectrum Density (PSD) computed over each column (resp. row) and averaged over all columns (resp. rows). These PSDs prove to be rather flat (white) indicating there is no significant spatial inter-pixel (resp. inter column) correlation of the signal and thus that pixel gains are spatially uncorrelated. Similar conclusion is deduced for column gains, pixel and column offsets.

As a conclusion we have analyzed the gain and offset FPN on valid pixels. We have so far assumed a pixel and column contribution for each map and tried to identify the respective

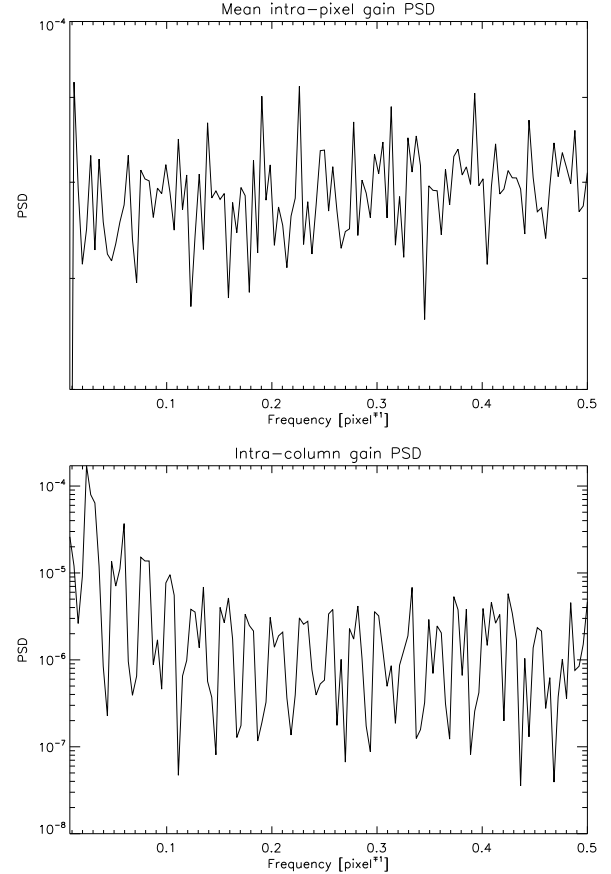


Fig. 11. Spatial Power Spectrum Density of pixel gain computed and averaged over columns (top) or rows (bottom).

distribution of each contributor. Uncorrelated pixel and column gains and offsets, with rather gaussian FPN distribution statistics have been identified. These elements will be at the root of the eAPD detector modeling to estimate its impact on SH-WFS measurement. Still, we have so far assumed time constant statistics. In the following section, we will try to evaluate the temporal stability of detector characteristics (gain and offset FPN) and the calibration accuracy issues.

C. Characterization of the chip temporal stability

The goal of this last section is to characterize, at least partially, the time evolution of an eAPD detector FPN, considering the RAPID detector. Gain and offset maps may be accounted once correctly calibrated so as to reduce their impact on WFS measurement. But as soon as FPN suffers from temporal evolution, residual FPN may appear and degrade the performance. In other words, we try to evaluate fluctuations of α_p^S , α_{cp}^S , β_p^S and β_{cp}^S maps, that shall lead to RFPN.

We realized 14 calibrations over 3 days at regular time intervals (30'-1h). To ensure absence of temporal evolution of characteristics within calibration runs, the acquisition method is faster in this experimental setup than the fine calibration presented in the Sect. 3.A: exposure time increases for a constant regulated flux. However we process data in the same way as previously so as to obtain a temporal variation of the different terms of conversion gain and offset.

We define the normalized value of the temporal variations in terms of standard deviation for each terms of the conversion gain:

$$\sigma_{t,\alpha} = \frac{\langle \text{std}_t (\alpha_{i,t} - \text{median}_i(\alpha_{i,t})) \rangle_i}{\text{median}_{i,t}(\alpha_{i,t})}. \quad (17)$$

And for each term of the offset:

$$\sigma_{t,\beta} = \frac{\langle \text{std}_t (\beta_{i,t} - \text{median}_i(\beta_{i,t})) \rangle_i}{\text{median}_{i,t}(\beta_{i,t})}. \quad (18)$$

Table 2. RAPID temporal evolution of the FPN.

FPN term	temporal variations
Resulting gain	0.69%
Relative Pixel gain	0.68%
Relative Column gain	0.18%
Resulting offset	0.94[e]
Relative Pixel offset	1.02[e]
Relative Column offset	0.45[e]

The Tab. 2 summarizes the obtained characteristic values for residual gain and offset. The gain variations seem rather small and could probably be neglected. On the opposite, the offset variations are comparable to the detector noise and thus potentially non neglectible. In any case, correction of FPN based on a given calibration will probably be inaccurate and fluctuation of FPN will induce RFPN. Impact of RFPN shall then be estimated. Next section addresses the modelling of eAPD FPN and RFPN, to evaluate numerically the impact of RFPN on SH-WFS measurement.

4. MODEL OF EAPD AREA FPN AND RFPN FOR WFS

Two classes, gathering the defective pixels and the valid pixels, have been identified from the experimental characterization of the RAPID eAPD array. Based on this analysis, we developed a parametric numerical simulation of the non-uniformity of pixel response in an eAPD array to study the impact of their partial calibration onto wavefront measurement.

The maps describing the positions of defective pixels and valid pixels are considered independently from RFPN in the simulation. The positions of defective pixels are determined with an uniform random sampling in the eADP array. The number of defective pixels is included in the parameters of the simulation. The signals of the defective pixels are unusable but their positions are assumed to be known and unchanged considering a given sensor array.

The signals of the valid pixels are supposed to be linear functions of the photon flux. The estimate of $\eta f_p(t)$, $\eta \hat{f}_p(t)$, whose expression are given in Eq. (4), is obtained by using the maps *gain/offset* measured during the sequence S_0 . When the calibration is perfect, $\eta \hat{f}_p(t) = \eta f_p(t) + n_p(t)$. In the other case, the term of gain correction, $\frac{A_p^S}{A_p^{S_0}}$ may be written as the product of two terms of gain correction (the quantum efficiency is assumed to be unchanged):

$$\frac{A_p^S}{A_p^{S_0}} = \frac{\alpha_p^S}{\alpha_p^{S_0}} \times \frac{\alpha_{c_p}^S}{\alpha_{c_p}^{S_0}}.$$

The temporal and spatial fluctuations of each term of gain being weak enough (as evaluated for the RAPID eAPD see Sect. 3.C), we perform a development of both ratios at first order around 1 for sake of simplicity:

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_p^S}{\alpha_p^{S_0}} &\simeq 1 + (\alpha_p^S - 1) - (\alpha_p^{S_0} - 1) = 1 + \alpha_p^S - \alpha_p^{S_0} \\ \frac{\alpha_{c_p}^S}{\alpha_{c_p}^{S_0}} &\simeq 1 + (\alpha_{c_p}^S - 1) - (\alpha_{c_p}^{S_0} - 1) = 1 + \alpha_{c_p}^S - \alpha_{c_p}^{S_0}. \end{aligned} \quad (19)$$

In the same way, the term of offset correction is expressed at first order around 0 as:

$$\frac{1}{a_p^{S_0}} (b_p^S - b_p^{S_0}) \simeq (\beta_p^S + \beta_{c_p}^S) - (\beta_p^{S_0} + \beta_{c_p}^{S_0}) = (\beta_p^S - \beta_p^{S_0}) + (\beta_{c_p}^S - \beta_{c_p}^{S_0}).$$

Finally, $\frac{\alpha_p^S}{\alpha_p^{S_0}}$ and $\beta_p^S - \beta_p^{S_0}$, resp. $\frac{\alpha_{c_p}^S}{\alpha_{c_p}^{S_0}}$ and $\beta_{c_p}^S - \beta_{c_p}^{S_0}$ are simulated by random drawing in the eAPD array according to Gaussian distributions without any spatial correlation from a pixel to another, resp. from a column to another. The variances of the four distributions describe the RFPN: they are included in the parameters of the simulation. A sequence of measurement, S , with a given sensor array, is defined by one drawing *gain/offset* per pixel.

5. SIMULATION OF RFPN EFFECTS ON SHACK-HARTMANN WAVEFRONT MEASUREMENTS

So as to evaluate the impact of RFPN on Shack-Hartmann measurement a dedicated numerical simulation tool has been developed. This tool allows deducing the required characteristics of an eAPD for application to wavefront sensing. This section first presents the SH simulation code, then reports results of WFS propagated error given the residual FPN models established in the previous sections. We successively and independantly consider the various error terms that are invalid pixels, residual conversion gain inhomogeneities and residual offset inhomogeneities. The simulation tool is finally applied to the case of the RAPID camera so as to evaluate its performance and adequacy to wavefront sensing.

A. Strategy of simulation and parameters

Numerical simulation is performed at the sub-pupil level as follows:

- A $n \times n$ pixel detector area, corresponding to a sub-pupil is randomly generated. It includes residual conversion gain map and residual offset map. Both maps are combinations of pixels and column RFPN, randomly generated assuming centered gaussian statistics as described in previous section.
- Defective pixels are added to the previous detector area by random selection of pixels position with uniform distribution. Pixel gain and offset are then set to zero. This brute force approach is rather common in AO centroiding process due to its simplicity. More astute solution could be however considered (see discussion in Sect. 3.C.3).
- A centered PSF is generated over the detector area, with a predefined flux
- M occurrences of detector noise and/or photon noise are added

- A thresholded CoG is computed, assuming a 3 sigma threshold level with respect to detector noise statistics. CoG reference is set to center of sub-pupil (detector area)
- The overall process is repeated over N independant detector areas (or equivalently sub-apertures) so as to derive performance statistics.

CoG error root mean square is evaluated over the MxN occurrences of FPN and noise.

We have considered the following main numerical parameters for simulations:

- 12×12 pixels per subaperture
- $\sigma_{RON} = 2.3e^-$ detector noise
- $M = 256$ realizations of photon and detector noise per detector area
- $N = 256$ detector areas randomly generated
- Shannon sampling
- Flux ranging from 40 to $10000e^- / \text{frame} / \text{subaperture}$, equivalent to 10 to $2600e^-$ at PSF maximum.

B. Impact of defective pixels

We focus here on the impact of defective pixels. We assume that all defective pixels are known and unset for centroid computation. No RFPN is introduced. We first consider no measurement noise and pure propagation error of pixels removing during spot position estimation. This analysis is thus independant from flux. Result proposed in Figure 12 shows a fairly deterministic evolution of spot position error with the number of invalid pixels per sub aperture, almost linear. Having regards to the error propagation induced by dead pixels and error induced in photon and detector noise regime, we could conclude on a limited impact for a few tens of dead pixels in detector noise regime (less than 100 photo-electrons per frame per sub-aperture), a noticeable one in photon noise regime.

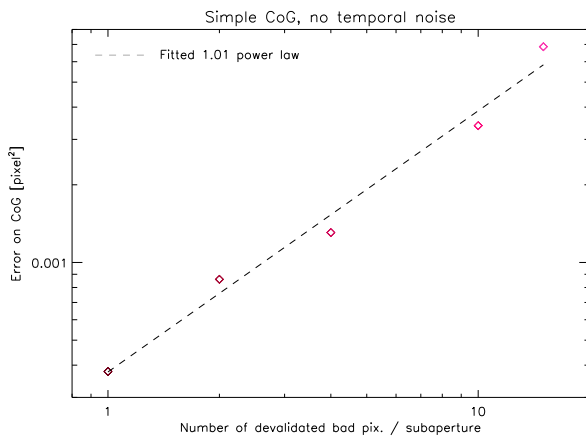


Fig. 12. Impact of defective pixels on SH-WFS measurement error in the absence of noise and RFPN.

If we now introduce detector and photon noise as well (Figure 13), the conclusion must however be reconsidered. Indeed,

error on spot position estimation is mainly driven in high flux conditions by the defective pixels removing, which leads to a saturation related to errors described in Figure 12. But in low flux conditions however, increase in position error seems significantly higher than expected. It is interesting to evaluate the decorrelation between detector plus photon noise and invalid pixel error term. One could indeed expect a quadratic sum of the various errors leading to Figure 14, which clearly differs from Figure 13 for detector noise regime as soon as more than 4 defective pixels are considered. As a conclusion, we cannot describe the residual FPN effect on WF-sensing in the case of defective pixel correction with a simple mathematical law particularly for increasing number of defective pixels. A complete simulation is required.

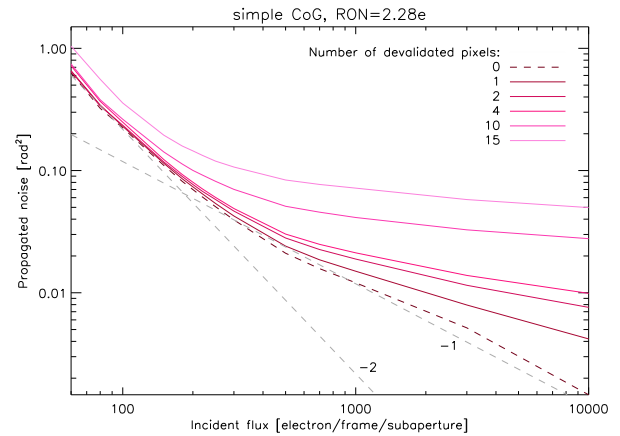


Fig. 13. Impact of defective pixels on SH-WFS measurement error with respect to flux, in presence of detector and photon noise. No RFPN is added. Asymptotes corresponding to detector noise regime and photon noise regime are added.

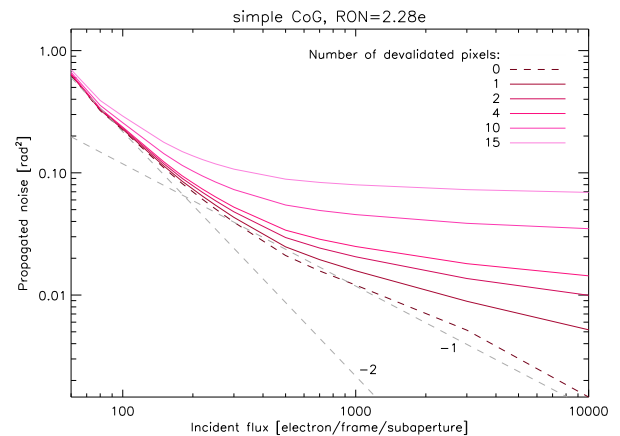


Fig. 14. Estimated impact of defective pixels on SH-WFS measurement error in presence of measurement noise assuming a quadratic sum of defective pixels induced error term and propagated noise. No RFPN is added. Asymptotes corresponding to detector noise regime and photon noise regime are added.

It is interesting to convert this impact of defective pixels into performance loss in terms of magnitude in several flux conditions. For that, we evaluate for a given flux fl the equivalent flux fl_{eq} that would bring a similar performance without defective pixels and compute $2.5 \times \log(fl/fl_{eq})$. This result is plotted Figure 15. We can particularly note that in low flux conditions (lower than $100e^-/\text{frame}$) the performance loss is not significant with up to 5 defective pixels per sub-aperture. The RAPID camera case complies with that limit with only 1.16 defective pixels per sub-aperture in average, leading to lower than 0.02 magnitude loss in our flux conditions. This conclusion needs to be reconsidered however as soon as higher flux conditions are considered.

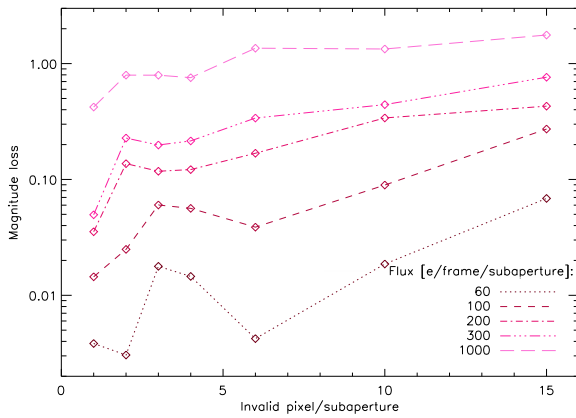


Fig. 15. Impact of defective pixels in terms of magnitude loss compared to the perfect sensor case, for various flux regimes.

C. Gain and offset inhomogeneities

We now assume a total absence of defective pixels and focus on gain and offset inhomogeneities. As discussed in Section 4, we assume a perfect initial gain and offset FPN correction and only consider RFPN.

C.1. Gain inhomogeneities

Gain RFPN is simulated both at the pixel and column level, first separately (Figure 16) then simultaneously (Figure 17). Figure 16 shows that impact of pixels or columns RFPN is very limited, in spite of significant standard deviations. The effects are mainly visible in photon noise regime but hardly affects the detector regime in low flux conditions. This is an expected result as these RFPN can be interpreted as multiplicative noise close to photon noise.

Now we combine the two effects and evaluate possible correlated or non linear effects. We have considered a limited number of combinations ensuring for each case that the global gain standard deviation is always 8% for the sake of easier comparison. This represents already a strong RFPN (RAPID detector global gain RFPN has a 0.75% standard deviation). Figure 17 proves that combining pixels and columns RFPN has little additional effect. A slightly stronger impact of column RFPN may be detected at high flux regime.

C.2. Offset inhomogeneities

Offset RFPN is also simulated both at the pixel and column level, first separately then simultaneously, each term assuming

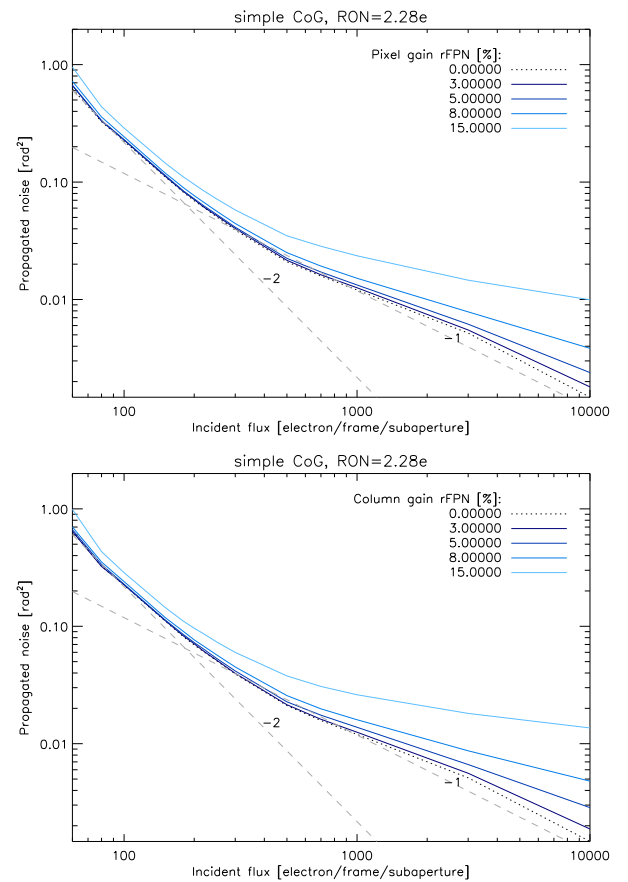


Fig. 16. Impact of pixel (top) or column (bottom) gain RFPN propagation on CoG residual error.

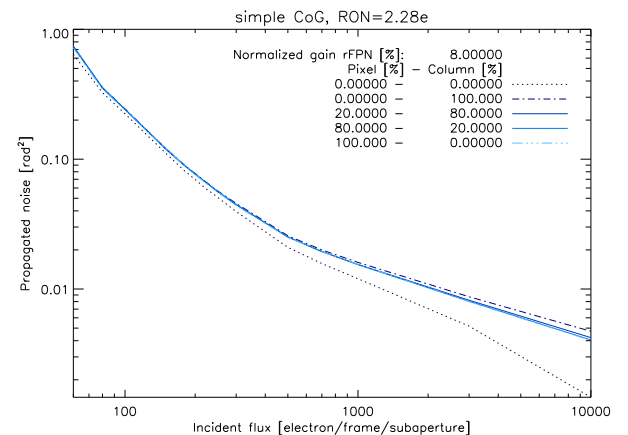


Fig. 17. Impact of combined pixels and columns gain RFPN on CoG residual error. For each combination, the standard deviation of the gaussian distributions are adjusted so that the global gain distribution exhibits a constant 8% standard deviation.

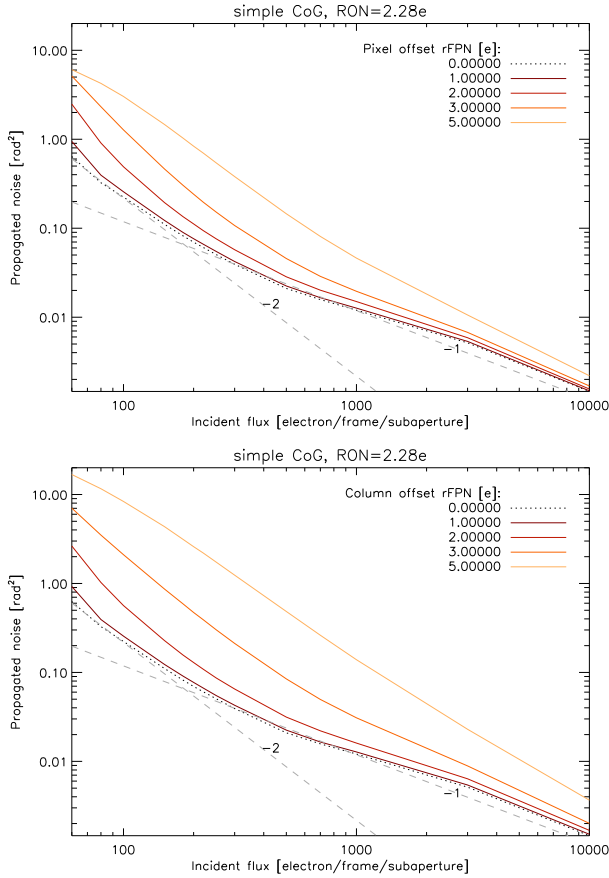


Fig. 18. Impact of pixel (top) or column (bottom) offset RFPN on CoG residual error.

gaussian statistics. Following Eq. (19) gaussian statistics are centered on 0 with standard deviation expressed in electrons. Figure 18 shows that impact of pixels or columns offset RFPN is more significant than gain RFPN. Strong evolution of residual error can be detected as soon as offset RFPN standard deviation goes beyond 2 electrons for both maps. The effects are of course mainly visible in detector noise regime as offset RFPN, as an additional noise, can be interpreted as detector noise.

Here again, we try to combine pixel and column offset RFPN. So as to consider a limited number of combinations, and facilitate comparison, we ensure a global offset RFPN of 2 electrons, that is, at the limit value for which effects tend to be significant. The effects of pixels and columns RFPN prove to be little correlated on Figure 19, though column RFPN seems to dominate slightly in the final loss of performance.

C.3. Combined effects of gain and offset RFPN for the RAPID detector

We now consider the RAPID detector case and simulate the impact of pixel and column gain and offset RFPN based on the results of characterisations obtained in Sect. 3.C. Table 2 summarizes the experimental values obtained for the detector. Figure 20 shows then the simulated impact in term of performance loss. The impact of RFPN is very limited and mainly observable at very low flux regime highlighting the major effect of offset RFPN.

Impact of RFPN can be translated into loss of magnitude as

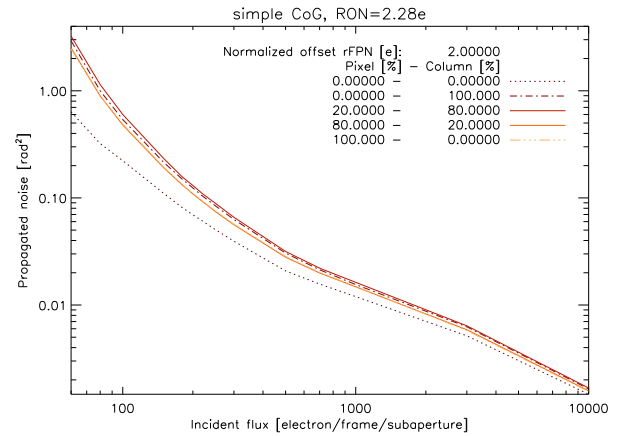


Fig. 19. Impact of combined pixels and columns offset RFPN on CoG residual error. For each combination, the standard deviation of the gaussian distributions are adjusted so that the global offset distribution exhibits a constant $2e^-$ standard deviation.

previously done for defective pixels. Table 3 summarizes the equivalent loss in limiting magnitude due to offset and gain RFPN, compared to defective pixels for the RAPID detector. These results clearly show that the RAPID detector camera will be little impacted by RFPN and defective pixels, and on the whole, cosmetic defects of the detector are clearly acceptable for SH wavefront sensing.

Table 3. Simulated performance of RAPID in WF-sensing in the 100 photo-electron flux conditions.

Residual FPN term	Value	Perf. loss [mag.]
Defective pixels	$1.16 \text{ pix/subap/frame}$	0.015
Conversion gain	0.75%	0.01
Offset	$1.7e$	0.05

Impact of defective pixels could be further reduced in particular for higher flux conditions. First because reference slopes in the computation are evaluated without accounting for the defective pixels representing a worst case. Second, the defective pixels handling is brute force: defective pixels are discarded assuming 0 gain and offset. Although it would induce an increase in computational burden, more astute solutions such as interpolation on the neighbour pixels could be implemented or use of abacus for pixels with acceptable non linearities or fast saturation. This could reduce strongly the impact of defective pixels on SH-WFS measurement error.

6. CONCLUSION AND PERSPECTIVES

We have proposed an analysis of eAPD cosmetic quality, including defective pixels and fixed pattern noise, on SH wavefront sensing in the context of AO for astronomical application. First, based on simple considerations on spot position estimation, criteria for defective pixels (weak or non-linear) identifica-

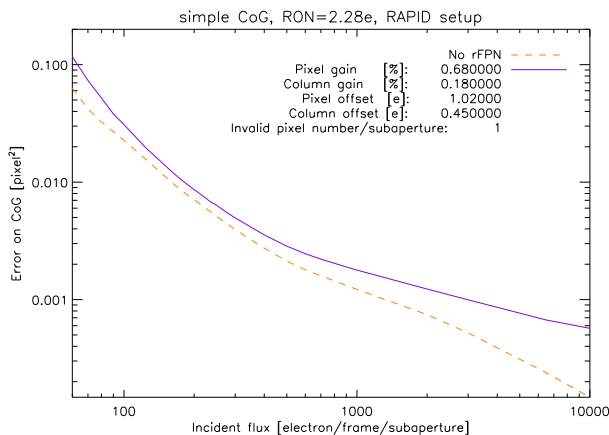


Fig. 20. Simulation of proagation of gain and offset RFPN in term of CoG residual error for the RAPID detector.

tion have been proposed. This strategy has been applied on a real detector, the RAPID eAPD camera, showing significant results compared to standard criteria. Though efficient for dead, saturated or weak pixels identification, standard constructor criteria prove indeed to be not suited for non-linear pixels, as about half of the non-linear pixels are not identified. A numerical modelling of SH wavefront sensor with Cmos detector applied to astronomical application has been used to evaluate the impact on performance of increasing number of defective pixels, when they are basically set to zero. We have estimated that without better strategy for defective pixels handling, one can estimate that the number of defective pixels per sub-aperture should not be larger than 5 in average. Many aspects of this analysis should be however further investigated. First, in the present study, analysis of defective pixel impact has been derived from global estimation of error propagation, and criterion to detect defective pixel have been proposed. Still, it would be of interest to perform a thorough analysis of defective pixels impact, including dead, saturated weak and non linear pixels, on CoG computation, to validate our criteria. Then, choice of thresholds for defective pixels definition could be improved for instance to better account for possible impact of miscalibration. A precise per pixel characterization could also be performed provided that the necessary calibration tools are used. Such a calibration could clearly improve the pixels response estimation. We also need now to model non-linear pixels and check numerically that our criteria indeed discard in all cases non-linear pixels with improved WFS measurement accuracy. This work is on-going with the difficulty to model non-linear pixel responses. Finally, we adopted a very brute force strategy towards defective pixels, setting their signal to zero. More astute solutions could be investigated, such as use of abacus for instance for non-linear pixels with reproducible behaviour such as strong pixels (pixels quickly reaching saturation). Interpolation of signal from neighbour pixels could also be considered (median filter ...). Still, all these improvements must be considered in the light of real-time computation constraints and impact on spot position computation.

Then, we have considered impact of FPN and RFPN of Cmos detector on spot position estimation. RAPID detector has been used to identify typical pixel and column contributions to gain

and offset maps, in other words FPN, providing typical spatial distributions. Analysis of temporal stability of these contributions has shown evolution of this FPN, leading to RFPN and possible impact on detector calibration and thus WFS measurement. FPN and RFPN have thus been introduced in our modelling of SH wavefront sensing coupled with Cmos detector, so as to perform a parametric numerical simulation and assess the impact of RFPN on SH accuracy. Gain RFPN proved to have little impact up to 10% variations, particularly in detector noise regime, contrary to offset RFPN, mainly affecting this regime, as soon as variations of offset reaches twice the RON.

More generally, these models and the associated numerical simulations now provide an interesting tool to assess the quality of a given detector coupled with SH WFS. Use of new generation Cmos or eAPD detectors to particular application, such as astronomical AO, may be evaluated. The RAPID camera for instance proves to be satisfactory with reduced defective pixels population and limited RFPN.

Only SH measurement with CoG computation has been considered here. Still, most of the modelling and characterization of defective pixels and FPN/RFPN is only related to the detector. Thus, extension of our analysis to other wavefront sensing algorithms or wavefront sensors such as the pyramid [19] could be easily performed. Thus, one can probably already expect an increased impact of defective pixels on pyramid considering that each wavefront estimate in the pupil uses directly four pixels, so that loss of one pixel may lead to the loss of one wavefront estimate in the pupil (similar to one sub-aperture for SH).

ACKNOWLEDGMENTS

The authors thank S. Derelle, J. Montri and F. Mendez for their support and fruitful discussions. They also thank the reviewers for interesting insight and comments on the article.

FUNDING INFORMATION

RAPID project has been funded by the French Fonds Unique Interministériel (FUI). The work was partly funded by the European Commission under FP7 Grant Agreement No. 312430 Optical Infrared Coordination Network for Astronomy and by the Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA) in the framework of the NAIADÉ Research Project.

REFERENCES

1. M. Le Louarn, N. N. Hubin, R. Foy, and M. Tallon, "Sky coverage and psf shape with lgs ao on 8-m telescopes," in "SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation," vol. 3353 (International Society for Optics and Photonics, 1998), vol. 3353, pp. 364–370.
2. R. Q. Fugate, D. L. Fried, G. A. Ameer, B. R. Boeke, S. L. Browne, P. H. Roberts, R. E. Ruane, G. A. Tyler, and L. M. Wopat, "Measurement of atmospheric wavefront distortion using scattered light from a laser guide-star," *Nature* **353**, 144–146 (1991).
3. F. Rigaut and E. Gendron, "Laser guide star in adaptive optics - the tilt determination problem," *Astronomy and Astrophysics* **261**, 677–684 (1992).
4. E. Gendron, F. Lacombe, D. Rouan, J. Charton, C. Collin, B. Lefort, C. Marlot, G. Michet, G. Nicol, S. Pau, V. D. Phan, B. Talureau, J.-L. Lizon, and N. N. Hubin, "Naos infrared wavefront sensor design and performance," in "SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation," (International Society for Optics and Photonics, 2003), pp. 195–205.
5. C. Robert, V. Michau, B. Fleury, S. Magli, and L. Vial, "Mid-infrared shack-hartmann wavefront sensor fully cryogenic using extended

- source for endoatmospheric applications," *Opt. Express* **20**, 15636–15653 (2012).
6. P. Feautrier, J.-L. Gach, S. Guieu, M. Downing, P. Jorden, J. Rothman, E. D. de Borniol, P. Balard, E. Stadler, C. Guillaume *et al.*, "Revolutionary visible and infrared sensor detectors for the most advanced astronomical ao systems," in "SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation," (International Society for Optics and Photonics, 2014), p. 914818.
 7. S. Guieu, P. Feautrier, G. Zins, J.-B. Le Bouquin, E. Stadler, P. Kern, J. Rothman, M. Tauvy, J. Coussement, E. de Borniol *et al.*, "Rapid, a revolutionary fast optical to nir camera applied to interferometry," in "SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation," (International Society for Optics and Photonics, 2014), p. 91461N.
 8. G. Finger, I. Baker, R. Dorn, S. Eschbaumer, D. Ives, L. Mehrgan, M. Meyer, and J. Stegmeier, "Development of highspeed, low-noise nir hgcde avalanche photodiode arrays for adaptive optics and interferometry," in "SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation," (International Society for Optics and Photonics, 2010), p. 77421K.
 9. L. H. Mehrgan, G. Finger, M. Accardo, J.-L. Lizon, J. Stegmeier, and F. Eisenhauer, "Gravity detector systems," in "SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation," (International Society for Optics and Photonics, 2014), pp. 91461M–91461M–17.
 10. G. Finger, I. Baker, D. Alvarez, D. Ives, L. Mehrgan, M. Meyer, J. Stegmeier, and H. J. Weller, "Saphira detector for infrared wavefront sensing," in "SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation," (International Society for Optics and Photonics, 2014), pp. 914817–914817–16.
 11. M. V. Konnik and J. S. Welsh, "On numerical simulation of high-speed ccd/cmos-based wavefront sensors in adaptive optics," in "SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation," (International Society for Optics and Photonics, 2011), pp. 81490F–81490F–12.
 12. M. V. Konnik and J. S. Welsh, "Influence of photosensor noise on accuracy of cost-effective shack-hartmann wavefront sensors," in "SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation," (International Society for Optics and Photonics, 2011), pp. 81490G–81490G–11.
 13. G. Rousset, "Wave-front sensors," in "Adaptive Optics in Astronomy," , vol. chap. 5, C. U. Press, ed. (1999), vol. chap. 5, pp. 91–130.
 14. T. Fusco, M. Nicolle, G. Rousset, V. Michau, J.-L. Beuzit, and D. Mouillet, "Optimization of a shack-hartmann-based wavefront sensor for xao systems," in "SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation," , vol. 5490 (International Society for Optics and Photonics, 2004), vol. 5490, pp. 1155–1166.
 15. M. Nicolle, T. Fusco, G. Rousset, and V. Michau, "Improvement of shack–hartmann wave-front sensor measurement for extreme adaptive optics," *Opt. Lett.* **29**, 2743–2745 (2004).
 16. L. Gilles and B. Ellerbroek, "Shack-hartmann wavefront sensing with elongated sodium laser beacons: centroiding versus matched filtering," *Appl. Opt.* **45**, 6568–6576 (2006).
 17. J. R. Janesick, K. P. Klaasen, and T. Elliott, "Charge coupled device charge collection efficiency and the photon transfer technique," *Optical Engineering* **26**, 260972 (1987).
 18. R. L. Baer, "A model for dark current characterization and simulation," in "SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation," (International Society for Optics and Photonics, 2006), pp. 606805–606805–12.
 19. R. Ragazzoni, "Pupil plane wavefront sensing with an oscillating prism," *Journal of Modern Optics* **43**, 289–293 (1996).

Conclusion et perspectives

Des efforts de recherche sont menés pour augmenter la couverture du ciel et les performances des systèmes d'OA dédiés à l'astronomie, ou encore pour en faire bénéficier d'autres domaines telles que l'observation de satellites en orbite basse et les télécommunications optiques en espace libre. Pour chacun de ces champs de mise en œuvre de l'optique adaptative, un accès au ciel est nécessaire. Il s'agit d'une part de pouvoir tester les futurs concepts et composants pour l'analyse de front d'onde, la commande et la correction des systèmes du futur E-ELT, et d'autre part de fournir une station dédiée pour la validation ciel de l'apport de l'OA à l'imagerie de satellite et aux télécommunications optiques, ainsi que pour les développements associés.

L'installation de la plateforme d'OA ODISSEE à l'OCA a permis de répondre à ce besoin multi-domaines en fournissant un accès au ciel dédié au développement instrumental. Initialement dimensionné pour l'imagerie de satellites en orbite basse, sa structure modulable permet également l'intégration de nombreux composants spécifiques et configurations expérimentales.

En ce qui concerne l'OA pour l'astronomie, l'avènement des détecteurs matriciels de PhotoDiodes à Avalanche (APD) constitue une avancée notable pour l'analyse de front à très faible flux, sur une très large bande spectrale. Outre le gain en sensibilité et en opérabilité qu'offre de tels détecteurs sur des instruments complexes (changement de bande d'analyse suivant les conditions avec une re-configuration instrumentale minimale), ils ouvrent également la voie à l'analyse de front d'onde dans le proche InfraRouge (IR, $3\mu\text{m}$), jusque là réservé à des détecteurs de sensibilité limitée par leur circuit de lecture.

L'objectif de la présente thèse était de comprendre finement le comportement du banc ODISSEE. Premièrement afin de l'étalonner et ainsi pouvoir s'en servir de voie de référence lors de l'intégration parallèle de composants novateurs pour l'OA. Deuxièmement afin d'améliorer ses performances suivant le domaine d'application visé. Il était également question de préparer la validation ciel d'un détecteur visible-proche IR reposant sur la caméra APD RAPID, en étudiant entre autre son applicabilité en OA compte tenu de ses caractéristiques physiques.

Concernant les travaux sur ODISSEE, nous avons dans un premier temps mis en évidence le sous-dimensionnement notoire du banc vis-à-vis des conditions de turbulence rencontrées au foyer coudé du télescope MéO, à l'aide d'une étude des données internes de l'analyseur. Ces conditions diffèrent dans une large mesure de celles mesurées par les instruments dédiés du site, et nous a permis de mettre en évidence les potentiels effets de dôme.

Afin d'identifier les sources de contribution au budget d'erreur internes au système, nous avons caractérisé chacun de ses composants. D'une part, nous avons pu établir qu'un réglage manuel fin du banc permettait d'obtenir une qualité d'image excellente, en l'absence d'erreur de calibration. D'autre part, il est apparu que le banc était en deçà de ses spécifications du point de vue des propriétés dynamiques en ce qui concerne l'imagerie de satellite. Cela a également été l'occasion d'établir un bilan photométrique du banc, et de prévoir ses capacités opérationnelles en terme de magnitude limite d'asservissement.

Ces contributions internes au budget d'erreur ayant été identifiées et quantifiées, nous avons ensuite modélisé les performances de l'OA à l'aide de simulations end-to-end d'une part, et de modèles analytiques d'autre part. Ces derniers, plus commodes à mettre en œuvre pour analy-

ser les sorties du système d'OA, ont été ajustés à notre configuration. Les écarts de ces modèles analytiques à la simulation end-to-end ont pu être identifiés, puis recalés.

Il s'agissait ensuite de pouvoir identifier les sources d'erreur exogènes au banc par l'étude du fonctionnement de l'OA en présence de perturbations. Des premiers tests ont été réalisés en présence d'une turbulence maîtrisée, générée par un écran rotatif sur le banc. Une partie du travail a consisté à discriminer les défauts de cet écran, afin de garantir un cadre expérimental au plus près de la description théorique de la turbulence, et donc des modèles d'OA utilisés. On a pu montrer que dans ces conditions le comportement du banc était tout à fait nominal par rapport à nos modèles, à l'exception de quelques écarts que nous avons pu associer à un terme de repliement propagé dans la reconstruction du front d'onde, mais également à des couplages entre termes du budget d'erreur, en général négligés sur les grands systèmes.

Pour finir, les performances du banc ont été étudiées dans son cadre opérationnel complet, sur étoile. Nous avons alors mis en évidence la contribution notable des vibrations introduites par le télescope à la dégradation des performances. La contribution d'un terme d'erreur exogène supplémentaire a également pu être quantifiée, sans toutefois être totalement identifiée. Nous supposons un effet de turbulence locale introduit dans le train coudé.

De ces études nous avons pu proposer un certain nombre d'améliorations pour l'imagerie de satellites ou l'observation astronomique. Ces travaux ayant également montré notre maîtrise du système, nous les avons mis à contribution pour calibrer la voie scientifique large bande d'ODISSEE. Il s'agissait de pouvoir exploiter pleinement les capacités du banc en terme de bilan de flux, tout en permettant d'affiner la déconvolution des images polychromatiques. Nous avons notamment simulé la FEP polychromatique de la voie scientifique. Nous avons ensuite mis en place les outils nécessaires à l'évaluation de la qualité d'images à large spectre, en définissant un rapport de Strehl polychromatique.

Nous avons enfin étudié la mise en œuvre de la nouvelle génération de capteurs APD visible-proche IR en analyse de front d'onde. Le travail proposé a consisté à étudier de manière inédite le bruit propagé dans l'OA du fait des défauts de cosmétique du capteur et des inhomogénéités de réponse introduites par le circuit de lecture.

Une modélisation fine de la réponse du détecteur a ainsi été établie, et cela a permis d'étudier les problématiques de calibration et de spécification d'un tel détecteur pour l'OA. Il a pour cela été nécessaire de redéfinir la notion d'opérabilité, en discriminant les pixels défectueux des autres, dont le signal peut être égalisé simplement en temps réel par le RTC. Nous avons en ce sens dû définir des critères sur le bruit propagé spécifiques à l'OA, dans un premier temps pour une configuration simple constituée d'un analyseur Shack-Hartmann et d'un calcul de centre de gravité seillé. Nous avons pu mettre en évidence que les notions de stabilité du détecteur et de précision de calibration étaient primordiales, car elles déterminent le résidu d'égalesation propagé dans l'OA. Une simulation numérique basée sur ces modèles a été mise en place de manière à étudier le bruit propagé effectivement. Ces problématiques ont été appliquées à la caméra APD RAPID, tant sur les aspects calibration que simulation, et il apparaît qu'en l'état la stabilité du détecteur et la précision de calibration sont suffisantes pour garantir une perte de performances minime sur le ciel compte tenu de la qualité de cosmétique actuelle du détecteur.

Perspectives :

Les travaux présentés dans ce mémoire ont permis d'acquérir la maîtrise des performances du banc ODISSEE tel qu'il a été implanté par l'Onera à partir des composants disponibles. Ces travaux vont dans un futur proche permettre de guider les choix d'améliorations du banc, compromis entre ses nombreux domaines d'application, son bilan de flux au foyer coudé, et les performances visées.

En l'état et en ce qui concerne l'imagerie de satellite, nous maîtrisons maintenant la formation d'image sur la voie scientifique, et il serait possible de retraiter les images acquises lors des premières campagnes avec des modèles de noyau plus fins pour un meilleur résultat. Du point de vue de l'OA, il serait envisageable également de fournir des abaques de performances en fonction des caractéristiques du satellite et des conditions de turbulence. Cela constituerait un gain notable sur l'opérabilité du système, par un choix éclairé des cibles lors des prochaines missions.

Du point de vue des télécommunications optiques en espace libre, le banc ODISSEE semble d'ores et déjà avoir acquis le statut de banc de développement pionnier dans le domaine. Plusieurs études y sont prévues à court et moyen termes [Petit *et al.*, 2015], entre autre autour des problématiques de couplage de flux dans une fibre monomode.

Un certain nombre de points restent cependant à approfondir pour affiner notre compréhension des performances du banc en l'état :

1. **Évaluation externe de la turbulence** : dans un premier temps, une étude statistique de la turbulence du site à l'aide de la station CATS permettrait de confronter plus finement les résultats déduits des mesures internes d'ODISSEE. Ensuite, des mesures de turbulence *in situ* à MéO par des instruments dédiés et synchrones aux acquisitions du banc, permettraient d'une part d'identifier plus précisément la turbulence de dôme et les sources de turbulence locales, et d'autre part de mettre en œuvre des commandes prédictives en s'appuyant sur des mesures précises du profil de turbulence.
2. **Évaluation interne de la turbulence** : il est possible d'approfondir l'exploitation des spectres temporels de la phase turbulente reconstruite à partir des mesures de l'analyseur, afin d'estimer plus précisément la contribution de l'erreur temporelle au budget d'erreur. Il est en effet envisageable d'identifier la force et la vitesse des principales couches dominantes. Plusieurs pistes ont été explorées pendant la thèse pour systématiser ces études à partir des sorties directes de l'OA.
3. **Modélisation de l'OA** : une modélisation analytique des couplages entre les termes d'erreur de l'OA serait intéressante dans le cadre d'ODISSEE, où ils sont importants, et plus généralement pour les petits systèmes ou des applications confrontées à de fortes vitesses de vent (télécommunications). Dans la même idée, il serait bénéfique d'approfondir notre compréhension de la propagation du repliement de la phase de haut-ordre lors de la reconstruction de front d'onde à partir des mesures de l'analyseur. Il s'agirait de procéder par une démarche assez similaire à celle proposée pour étudier le terme de repliement de l'OA au chapitre 7.

Chacune de ces voies d'approfondissement contribuerait à l'étude plus générale de l'OA dans des régimes de correction très partielle, et bénéficierait aux petits observatoires, ou encore à des

stations dédiées voire mobiles pour l'observation de satellite ou de télécommunication optique. A plus court terme, elles permettraient un gain notable en opérabilité sur le banc ODISSEE pour les applications liées aux télécommunications ou à la surveillance de l'espace. En ce sens, il s'agirait également de pouvoir proposer un système d'OA auto-calibré à l'instar de SAXO-SPHERE, dans des conditions de turbulence bien moins favorables et stables.

Les travaux réalisés sur la caméra RAPID confirment l'applicabilité en analyse de front d'onde faible flux des premiers exemplaires de cette nouvelle génération de détecteurs pour une configuration classique d'OA.

L'étude que nous avons présentée ouvre la voie au développement d'un analyseur RAPID optimisé. Des travaux sont en ce sens menés entre l'Onera, le LAM, et l'IPAG, pour concevoir un tel analyseur, en prenant en compte notamment les aspects cryogéniques tel que l'intégration d'éléments optique au sein du cryostat.

Nos travaux pourraient être approfondis et poursuivis, et ainsi contribuer à ces perspectives :

1. Il s'agirait premièrement d'explorer des solutions d'égalesation de la réponse du signal ou de traitement des pixels invalides différents, et d'étudier l'apport ou l'absence de gain sur la performance. On pourrait par exemple envisager un filtrage médian des pixels défectueux, ou bien ajouter des ordres supérieurs à la correction gain offset pour corriger dans une certaine mesure les non-linéarités.
2. Dans le cas du Shack-Hartmann, des algorithmes de calcul de position tel que le centre de gravité pondéré n'ont également pas été abordés, et peuvent se comporter différemment du cas seuillé qui a été étudié.
3. Des simulations de propagation du bruit spatial fixe propagé doivent également être menées pour d'autres types d'analyseurs que le Shack Hartmann, à l'heure ou de plus en plus d'attention est portée à la pyramide ou à des techniques plan-focal pour des applications spécifiques comme l'analyse des bas ordres.
4. Il peut également être très intéressant de compléter les travaux de cette thèse en simulant une configuration d'OA spécifique, type E-ELT. Cela permettrait en effet de spécifier très précisément le développement des futurs détecteurs APD en termes de cosmétique.

Les outils de calibration et de simulation développés au cours de la thèse permettraient de répondre relativement simplement à chacun de ces points.

On notera enfin que le banc ODISSEE fait assurément partie intégrante du développement d'un analyseur RAPID, notamment de sa phase de validation sur ciel. Le développement de cet ASO IR n'est également pas décorrélié de celui de la pyramide du LAM, initialement prévue pour être intégrée sur ODISSEE [El Hadi *et al.*, 2013].

Il est raisonnable d'attendre dans un futur proche des détecteurs APD ayant des rendements quantiques supérieurs à 75%, constant de 400nm à 3 μ m, pour des bruits de lecture en régime amplifié inférieurs à l'électron. Il s'agit d'une avancée majeure dans le domaine de la détection, tant du point de vue de la bande spectrale que de la sensibilité, et l'on peut considérer d'ores et déjà les détecteurs APD comme indissociables des développements des systèmes d'OA de prochaine génération.

Annexes

Annexe A

Caractérisations des détecteurs

A.1 Caractérisation de la caméra scientifique et pré-traitement des images

Cette caméra sCMOS est dédiée uniquement à l'imagerie dans le cadre de ce manuscrit. On se contentera des données du constructeur pour ce qui est de la linéarité globale et du bruit de lecture par pixel, présentés au chapitre 5. Nous nous sommes plutôt intéressés pendant la présente thèse à la caractérisation des pixels défectueux, qui gênent directement les traitements effectués sur les images, que ce soit pour calculer un Rapport de Strehl, ou déconvoluer. De ces considérations nous avons déterminé une procédure de pré-traitement adaptée. On donnera, à l'instar de la caméra d'analyse, l'échantillonnage de l'image sur le détecteur. Il intervient cette fois-ci dans le calcul des Rapports de Strehl.

Le figure A.1 donne la carte des pixels défectueux identifiés à l'aide d'un simple critère d'écart à la médiane du flux sous éclairage uniforme. On en compte de cette manière environ 420 sur une zone d'intérêt de 480x480 pixels. Bien que grossière, cette méthode donne un premier résultat sur la qualité discutable du détecteur. Il est avéré que ces pixels biaisent notablement les calculs de rapport de Strehl, et ils sont en conséquence corrigés dans une étape de pré-traitement des images par filtrage médian local. Ce traitement ne peut malheureusement pas être appliqué à l'intérieur du premier anneau des images (dans le cas limité par la diffraction), sous peine de l'étêter. On prendra donc garde à la zone où se forme l'image sur le capteur pour éviter qu'un pixel défectueux ne tombe dessus. Cette étape nécessite souvent un déplacement manuel de la caméra, relativement lourd.

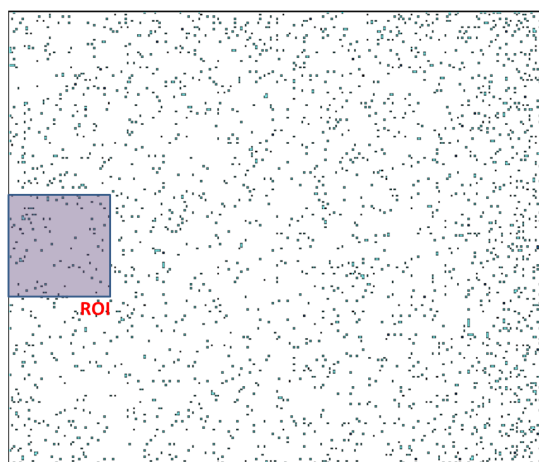


FIGURE A.1 – Constellation de pixels défectueux sur la caméra d'imagerie (PCO)

On note également un bruit spatial fixe colonne, causé par la structure d'amplification du circuit de lecture CMOS. Pouvant avoir un impact sur le calcul du Rapport de Strehl, il est traité par soustraction de la valeur médiane sur chaque colonne. Cette opération est malheureusement légèrement biaisée au niveau des colonnes sur lesquelles l'image se forme.

Les nombreux pixels défectueux, ainsi que le bruit spatial fixe du détecteur rendent le traitement des images difficile. A cela s'ajoute l'incapacité de la caméra à réaliser des expositions supérieures à 100ms.

A.2 Caméra d'analyse de front d'onde

La caméra d'analyse de front d'onde OCAM, placée en plan focal de la matrice de micro-lentilles a été brièvement introduite dans le chapitre 5. Il a été nécessaire de l'étudier en détail pendant la présente thèse, de façon à compléter premièrement le bilan photométrique du banc, entre-autre par la justification des régimes de bruits propagés dans la boucle d'OA. Il est également utile de connaître la plage de linéarité du détecteur, afin de ne pas le saturer et introduire des non-linéarités dans les mesures de l'ASO. Ces données sont fondamentales pour la simulation des performances du banc par nos outils numériques, et donc pour sa compréhension et sa calibration. On cherche enfin à déterminer l'échantillonnage des sous-pupilles ASO, paramètre important pour la reconstruction du front d'onde à partir des mesures.

En l'absence de bruit spatial fixe observé sur le détecteur, on se concentre sur l'étude de la réponse globale du détecteur. Les résultats obtenus par technique de « Photon Transfer Curve » (PTC) [Janesick *et al.*, 1987] sont présentés sur la figure A.2, pour une cadence d'acquisition de 1500Hz, sans gain d'amplification EMCCD, puis avec un gain de consigne de 300x. Les écarts à la linéarité constatés au delà d'un signal de 4000ADU sur la courbe sans gain, permettent de supposer une dynamique utile de 1×10^5 électrons primaires, ce qui est cohérent par rapport à la profondeur de puits de $3 \times 10^5 e^-$ donnée par le constructeur. Le bruit de lecture équivalent mesuré pour un gain EMCCD de 300x, de $0,3e^-$, va également dans le sens des données constructeurs ($0,16e^-$ pour un gain x600).

L'échantillonnage des imagerie ASO par la caméra d'analyse est quant à lui déterminé par introduction d'un basculement calibré en plan pupille. On trouve **0,43x** l'échantillonnage de Shannon, contre 0,53x en théorie. L'écart vient du fait que l'on a considéré des sous-pupilles circulaires lors du dimensionnement, et non carrées.

On retiendra de cette calibration le domaine de linéarité du détecteur, et un bruit de lecture équivalent inférieur à l'électron avec amplification.

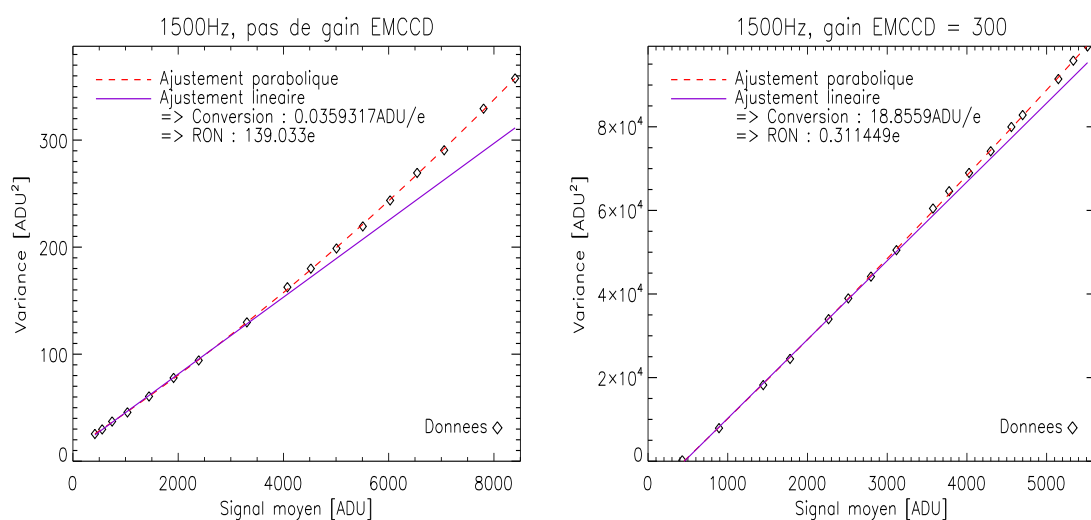


FIGURE A.2 – Courbes de linéarité de la caméra ASO OCAM, obtenues par la méthode de la PTC, sans gain EMCCD puis avec un gain d’amplification de 300x. On remarque également les écarts à la linéarité pour les grandes dynamiques.

Annexe B

Calculs photométriques

La formule de Planck nous donne la luminance spectrale $L(\lambda)$ (ou monochromatique) de la cible considérée, associée à un corps noir de température de couleur T exprimée en Kelvin :

$$L(\lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda k_b T} - 1}, [W/m^2/sr/m] \quad (B.1)$$

Où c est la vitesse de la lumière dans le vide, h la constante de Planck, et k_b la constante de Boltzmann.

Nous souhaitons obtenir à partir de la luminance spectrale l'éclairement spectral $E(\lambda)$ (en $W/m^2/m$) au niveau de la Terre. Luminance et éclairement sont reliés par la relation :

$$E(\lambda) = \pi L(\lambda) \sin^2(\alpha) \quad (B.2)$$

Où α est la taille angulaire apparente de l'objet pour l'observateur sur terre. Ne disposant pas d'une valeur de α , on retiendra seulement que $E(\lambda)$ et $L(\lambda)$ sont reliés par un simple facteur multiplicatif. Ce même facteur relie la luminance et l'éclairement intégrés sur une bande spectrale X (de largeur $\Delta\lambda$ centrée en λ_0), E_X et L_X , de telle sorte que :

$$L_X = \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} L(\lambda) d\lambda = 2\pi \sin^2(\alpha) E_X = 2\pi \sin^2(\alpha) \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} E(\lambda) d\lambda \quad (B.3)$$

Or, il est aisé de connaître E_X à partir de la magnitude en bande X de l'objet considérée m_X :

$$E_X = \epsilon_{0X} 10^{-m_X/2.5} \Delta\lambda \quad (B.4)$$

Avec ϵ_{0X} l'éclairement monochromatique de référence en bande X . On peut ainsi déduire du rapport entre L_X et E_X l'éclairement spectral $E(\lambda)$:

$$E(\lambda) = \frac{E_x}{L_x} L(\lambda) \quad (B.5)$$

Cette expression est vraie aux erreurs de moyenne près, apparaissant quand on intègre L sur la bande considérée.

On s'intéresse maintenant au flux intégré par les détecteurs sur le banc. Le nombre de photon-électron par trame est donné par intégration de l'éclairement spectral, sur la voie d'analyse par :

$$N_{easo} = T_{atm} \times t_{exp} \times S_{eff} \times \int_{\lambda} \frac{E(\lambda)\lambda}{hc} \eta_{aso}(\lambda) T_{aso}(\lambda) d\lambda \quad (B.6)$$

Où T_{atm} correspond à la transparence de l'atmosphère sur la ligne de visée, t_{exp} le temps d'exposition, et S_{eff} la surface effective d'une sous-pupille entièrement éclairée dans l'espace de la pupille télescope. On obtient la même chose sur la voie scientifique, en considérant cette fois le temps d'exposition de la caméra d'imagerie, ainsi que de la surface utile de la pupille télescope.

Références bibliographiques

Liste des publications

Revue à comité de lecture :

S. Gousset, C. Petit , V. Michau, T. Fusco, C. Robert, *Modelling of high precision Wave-Front Sensing with new generation of eAPD IR detector*, Applied Optics, 2015, accepté pour publication ?

Communication :

S. Gousset, C. Robert, T. Fusco, V. Michau, C. Petit, S. Derelle, J. Deschamps, P. Feautrie, E. Stadler, E. D. de Borniol, J. Rothman, J. Coussement (2014, July). *Very low noise Shack-Hartmann wavefront sensor for adaptive optics in the near-IR*. In SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation (pp. 91481A-91481A). International Society for Optics and Photonics.

M.-T. Velluet, **S. Gousset**, N. Vedrenne (2015). *Optical Links between Ground to Space : Propagation Channel Study*. In Applications of Lasers for Sensing and Free Space communications, pages LTh2D ?1. Optical Society of America.

T. Fusco, V. Michau, B. Fleury, S. Meimon, C. Petit, N. Vedrenne, J. Montri, F. Mendez, A. Bonnefois, **S. Gousset**, E. Samain, G. Martinot-Lagarde, J. Paris, H. Mariey, D. Albanèse, F. Chazallet, J-L. Gach, *Imagerie à haute résolution aux longueur d'ondes visibles pour l'observation de l'espace : définition, résultats expérimentaux sur le ciel et perspectives*. Journées Recherche-Industrie de l'Optique Adaptative ? Paris 2012.

Bibliographie

- [Abahamid *et al.*, 2004] ABAHAMID, A., JABIRI, A., VERNIN, J., BENKHALDOUN, Z., AZOUIT, M. et AGABI, A. (2004). Optical turbulence modeling in the boundary layer and free atmosphere using instrumented meteorological balloons. *Astronomy & Astrophysics*, 416(3):8.
- [Aristidi *et al.*, 2014] ARISTIDI, E., FANTEÏ-CAUJOLLE, Y., ZIAD, A., DIMUR, C., CHABÉ, J. et ROLAND, B. (2014). A new generalized differential image motion monitor. volume 9145, pages 91453G–91453G–9.
- [Arsenault *et al.*, 1994] ARSENAULT, R., SALMON, D. A., KERR, J. M., RIGAUT, F. J., CRAMPTON, D. et GRUNDMANN, W. A. (1994). PUEO : the Canada-France-Hawaii Telescope adaptive optics bonnette I : system description. In *1994 Symposium on Astronomical Telescopes & Instrumentation for the 21st Century*, pages 833–842. International Society for Optics and Photonics.
- [Assémat *et al.*, 2006] ASSÉMAT, F., WILSON, R. et GENDRON, E. (2006). Method for simulating infinitely long and non stationary phase screens with optimized memory storage. *Optics express*, 14(3):988–999.
- [Avila *et al.*, 1997] AVILA, R., VERNIN, J. et MASCIADRI, E. (1997). Whole atmospheric-turbulence profiling with generalized scidar. *Applied Optics*, 36(30):7898–7905.
- [Babcock, 1953] BABCOCK, H. W. (1953). The possibility of compensating astronomical seeing. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, pages 229–236.
- [Beckers, 1988] BECKERS, J. M. (1988). Increasing the size of the isoplanatic patch with multiconjugate adaptive optics. In *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, volume 30, page 693.
- [Beuzit *et al.*, 2008] BEUZIT, J.-L., FELDT, M., DOHLEN, K., MOUILLET, D., PUGET, P., WILDI, F., ABE, L., ANTICHI, J., BARUFFOLO, A., BAUDOZ, P., BOCCALETTI, A., CARBILLET, M., CHARTON, J., CLAUDI, R., DOWNING, M., FABRON, C., FEAUTRIER, P., FEDRIGO, E., FUSCO, T., GACH, J.-L., GRATTON, R., HENNING, T., HUBIN, N., JOOS, F., KASPER, M., LANGLOIS, M., LENZEN, R., MOUTOU, C., PAVLOV, A., PETIT, C., PRAGT, J., RABOU, P., RIGAL, F., ROELFSEMA, R., ROUSSET, G., SAISSE, M., SCHMID, H.-M., STADLER, E., THALMANN, C., TURATTO, M., UDRY, S., VAKILI, F. et WATERS, R. (2008). SPHERE : a 'Planet Finder' instrument for the VLT. volume 7014, pages 701418–701418–12.
- [Beuzit *et al.*, 1994] BEUZIT, J.-L., HUBIN, N. N., GENDRON, E., DEMAILLY, L., GIGAN, P., LACOMBE, F., CHAZALLET, F., RABAUD, D. et ROUSSET, G. (1994). ADONIS : a user-friendly adaptive optics system for the ESO 3.6-m telescope. In *1994 Symposium on Astronomical Telescopes & Instrumentation for the 21st Century*, pages 955–961. International Society for Optics and Photonics.

- [Bezdid'ko, 1974] BEZDID'KO, S. (1974). The use of Zernike polynomials in optics. *Sov. J. Opt. Technol*, 41(9):425–429.
- [Carine Babusiaux, 2004] CARINE BABUSIAUX, F. C. (2004). Simulation of the Gaia point spread functions for GIBIS.
- [Chassat, 1992] CHASSAT, F. (1992). *Propagation optique à travers la turbulence atmosphérique. Etude modale de l'anisoplanétisme et application à l'optique adaptative*. Thèse de doctorat.
- [Chesnokov et Skipetrov, 1997] CHESNOKOV, S. et SKIPETROV, S. (1997). Optical resolution through atmospheric turbulence with finite outer scale. *Optics communications*, 141(3):113–117.
- [Conan, 1994] CONAN, J.-M. (1994). *Etude de la correction partielle en optique adaptative*. Thèse de doctorat.
- [Conan et al., 1999] CONAN, J.-M., FUSCO, T., MUGNIER, L. M., KERSALÉ, E. et MICHAU, V. (1999). Deconvolution of adaptive optics images with imprecise knowledge of the point spread function : results on astronomical objects. In *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, volume 56, page 121.
- [Conan et al., 1995] CONAN, J.-M., ROUSSET, G. et MADEC, P.-Y. (1995). Wave-front temporal spectra in high-resolution imaging through turbulence. *Journal of the Optical Society of America A*, 12(7):1559.
- [Conan et al., 2006] CONAN, R., HAMPTON, P., BRADLEY, C. et KESKIN, O. (2006). The woofer-tweeter experiment. In *SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation*, pages 62721V–62721V. International Society for Optics and Photonics.
- [Corrsin, 1951] CORRSIN, S. (1951). On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in an isotropic turbulence. *Journal of Applied Physics*, 22(4):469–473.
- [Costille, 2009] COSTILLE, A. (2009). *Les optiques adaptatives grand champ : stratégie de correction et validations expérimentales*. Thèse de doctorat, Université Paris-Diderot-Paris VII.
- [Costille et al., 2010] COSTILLE, A., PETIT, C., CONAN, J.-M., KULCSÁR, C., RAYNAUD, H.-F. et FUSCO, T. (2010). Wide field adaptive optics laboratory demonstration with closed-loop tomographic control. *JOSA A*, 27(3):469–483.
- [Coulman et al., 1995] COULMAN, C., VERNIN, J. et FUCHS, A. (1995). Optical seeing-mechanism of formation of thin turbulent laminae in the atmosphere. *Applied optics*, 34(24):5461–5474.
- [Dessenne, 1998] DESSENNE, C. (1998). *Commande modale et prédictive en optique adaptative*. Thèse de doctorat.
- [El Hadi et al., 2013] EL HADI, K., VIGNAUX, M. et FUSCO, T. (2013). Development of a pyramid wavefront sensor. *Proc. AO4ELT-III*.
- [Esposito et al., 2012] ESPOSITO, S., RICCARDI, A., PINNA, E., PUGLISI, A. T., QUIRÓS-PACHECO, F., ARCIDIACONO, C., XOMPERO, M., BRIGUGLIO, R., BUSONI, L., FINI, L., ARGOMEDO, J., GHERARDI, A., AGAPITO, G., BRUSA, G., MILLER, D. L., GUERRA RAMON, J. C., BOUTSIA, K. et STEFANINI, P. (2012). Natural guide star adaptive optics systems at LBT : FLAO commissioning and science operations status. volume 8447, pages 84470U–84470U–11.

- [Feautrier *et al.*, 2010] FEAUTRIER, P., GACH, J.-L., BALARD, P., GUILLAUME, C., DOWNING, M., HUBIN, N., STADLER, E., MAGNARD, Y., SKEGG, M., ROBBINS, M., DENNEY, S., SUSKE, W., JORDEN, P., WHEELER, P., POOL, P., BELL, R., BURT, D., DAVIES, I., REYES, J., MEYER, M., BAADE, D., KASPER, M., ARSENAULT, R., FUSCO, T. et DIAZ-GARCIA, J. J. (2010). Characterization of OCam and CCD220 : the fastest and most sensitive camera to date for AO wavefront sensing. volume 7736, pages 77360Z–77360Z–14.
- [Feautrier *et al.*, 2011] FEAUTRIER, P., GACH, J.-L., BALARD, P., GUILLAUME, C., DOWNING, M., HUBIN, N., STADLER, E., MAGNARD, Y., SKEGG, M., ROBBINS, M. et OTHERS (2011). OCam with CCD220, the Fastest and Most Sensitive Camera to Date for AO Wavefront Sensing. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 123(901):263–274.
- [Finger *et al.*, 2014] FINGER, G., BAKER, I., ALVAREZ, D., IVES, D., MEHRGAN, L., MEYER, M., STEGMEIER, J. et WELLER, H. J. (2014). SAPHIRA detector for infrared wavefront sensing. In *SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation*, pages 914817–914817. International Society for Optics and Photonics.
- [Finger *et al.*, 2010] FINGER, G., BAKER, I., DORN, R., ESCHBAUMER, S., IVES, D., MEHRGAN, L., MEYER, M. et STEGMEIER, J. (2010). Development of high-speed, low-noise NIR HgCdTe avalanche photodiode arrays for adaptive optics and interferometry. In *SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation*, pages 77421K–77421K. International Society for Optics and Photonics.
- [Foy et Labeyrie, 1985] FOY, R. et LABEYRIE, A. (1985). Letter to the editor feasibility of adaptive telescope with laser probe. *Astron. Astrophys*, 152:L29–L31.
- [Fried, 1966] FRIED, D. L. (1966). Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures. *JOSA*, 56(10):1372–1379.
- [Fried, 1982] FRIED, D. L. (1982). Anisoplanatism in adaptive optics. *JOSA*, 72(1):52–61.
- [Fugate *et al.*, 1991] FUGATE, R. Q., FRIED, D. L., AMEER, G. A., BOEKE, B. R., BROWNE, S. L., ROBERTS, P. H., RUANE, R. E., TYLER, G. A. et WOPAT, L. M. (1991). Measurement of atmospheric wavefront distortion using scattered light from a laser guide-star. *Nature*, 353(6340):144–146.
- [Fusco, 2000] FUSCO, T. (2000). *Correction partielle et anisoplanétisme en optique adaptative : traitements a posteriori et optique adaptative multiconjuguée*. Nice.
- [Fusco et Conan, 2004] FUSCO, T. et CONAN, J.-M. (2004). On-and off-axis statistical behavior of adaptive-optics-corrected short-exposure Strehl ratio. *JOSA A*, 21(7):1277–1289.
- [Fusco *et al.*, 2006a] FUSCO, T., PETIT, C., ROUSSET, G., SAUVAGE, J.-F., DOHLEN, K., MOUILLET, D., CHARTON, J., BAUDOZ, P., KASPER, M., FEDRIGO, E., RABOU, P., FEAUTRIER, P., DOWNING, M., GIGAN, P., CONAN, J.-M., BEUZIT, J.-L., HUBIN, N., WILDI, F. et PUGET, P. (2006a). Design of the extreme AO system for SPHERE, the planet finder instrument of the VLT. volume 6272, pages 62720K–62720K–11.
- [Fusco *et al.*, 2004] FUSCO, T., ROUSSET, G., RABAUD, D., GENDRON, E., MOUILLET, D., LACOMBE, F., ZINS, G., MADEC, P.-Y., LAGRANGE, A.-M., CHARTON, J., ROUAN, D., HUBIN, N. et AGEORGES, N. (2004). NAOS on-line characterization of turbulence parameters and adaptive optics performance. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 6(6):585.

- [Fusco *et al.*, 2006b] FUSCO, T., ROUSSET, G., SAUVAGE, J.-F., PETIT, C., BEUZIT, J.-L., DOHLEN, K., MOUILLET, D., CHARTON, J., NICOLLE, M., KASPER, M., BAUDOZ, P. et PUGET, P. (2006b). High-order adaptive optics requirements for direct detection of extrasolar planets : Application to the SPHERE instrument. *Optics Express*, 14(17):7515.
- [Fusco *et al.*, 2014] FUSCO, T., SAUVAGE, J.-F., PETIT, C., COSTILLE, A., DOHLEN, K., MOUILLET, D., BEUZIT, J.-L., KASPER, M., SUAREZ, M., SOENKE, C. et OTHERS (2014). Final performance and lesson-learned of SAXO, the VLT-SPHERE extreme AO : from early design to on-sky results. In *SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation*, pages 91481U–91481U. International Society for Optics and Photonics.
- [Fusco *et al.*, 1999] FUSCO, T., VÉLAN, J.-P., CONAN, J.-M. et MUGNIER, L. M. (1999). Myopic deconvolution method for adaptive optics images of stellar fields. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 134(1):193–200.
- [Gendron, 1995] GENDRON, E. (1995). *Optimisation de la commande modale en optique adaptative : application à l’astronomie*. Thèse de doctorat.
- [Gendron *et al.*, 2003] GENDRON, E., LACOMBE, F., ROUAN, D., CHARTON, J., COLLIN, C., LEFORT, B., MARLOT, C., MICHET, G., NICOL, G., PAU, S. et OTHERS (2003). NAOS infrared wavefront sensor design and performance. In *Astronomical Telescopes and Instrumentation*, pages 195–205. International Society for Optics and Photonics.
- [Gendron et Rousset, 2012] GENDRON, E. et ROUSSET, G. (2012). Temporal analysis of aliasing in shack-hartmann wave-front sensing. In *SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation*, pages 84476N–84476N. International Society for Optics and Photonics.
- [Gendron *et al.*, 2011] GENDRON, E., VIDAL, F., BRANGIER, M., MORRIS, T., HUBERT, Z., BASDEN, A., ROUSSET, G., MYERS, R., CHEMLA, F., LONGMORE, A. et OTHERS (2011). MOAO first on-sky demonstration with CANARY. *Astronomy & Astrophysics*, 529:L2.
- [Golub et Loan, 2012] GOLUB, G. H. et LOAN, C. F. V. (2012). *Matrix Computations*. JHU Press.
- [Gonsalves, 1982] GONSALVES, R. A. (1982). Phase retrieval and diversity in adaptive optics. *Optical Engineering*, 21(5):215829–215829.
- [Guieu *et al.*, 2014] GUIEU, S., FEAUTRIER, P., ZINS, G., LE BOUQUIN, J.-B., STADLER, E., KERN, P., ROTHMAN, J., TAUUVY, M., COUSSEMENT, J., de BORNIOU, E., GACH, J.-L., JACQUARD, M., MOULIN, T., ROCHAT, S., DELBOULB, A., DERELLE, S., ROBERT, C., VUILLERMET, M., MÉRAND, A. et BOURGET, P. (2014). RAPID, a revolutionary fast optical to NIR camera applied to interferometry. volume 9146, pages 91461N–91461N–7.
- [Herriot *et al.*, 1998] HERRIOT, G., MORRIS, S., ROBERTS, S. C., FLETCHER, J. M., SADDLEMYER, L. K., SINGH, G., VÉLAN, J.-P. et RICHARDSON, E. H. (1998). Innovations in Gemini adaptive optics system design. In *Astronomical Telescopes & Instrumentation*, pages 488–499. International Society for Optics and Photonics.
- [Herrmann, 1980] HERRMANN, J. (1980). Least-squares wave front errors of minimum norm. *JOSA*, 70(1):28–35.
- [Hubin *et al.*, 2005] HUBIN, N., ARSENAULT, R., CONZELMANN, R., DELABRE, B., LE LOUARN, M., STROEBELE, S. et STUIK, R. (2005). Ground layer adaptive optics. *Comptes Rendus Physique*, 6(10):1099–1109.
- [Hufnagel, 1974] HUFNAGEL, R. (1974). Variations of atmospheric turbulence. In *Proc. of Topical Meeting on Optical Propagation through the Turbulence*.

- [Idier, 2001] IDIER, J. (2001). *Approche bayésienne pour les problèmes inverses*. Hermès Science Publications.
- [Janesick *et al.*, 1987] JANESICK, J. R., KLAASEN, K. P. et ELLIOTT, T. (1987). Charge-Coupled-Device Charge-Collection Efficiency And The Photon-Transfer Technique. *Optical Engineering*, 26(10):260972–260972–.
- [Jolissaint *et al.*, 2006] JOLISSAINT, L., VÉRAN, J.-P. et CONAN, R. (2006). Analytical modeling of adaptive optics : foundations of the phase spatial power spectrum approach. *JOSA A*, 23(2):382–394.
- [Kolmogorov, 1941] KOLMOGOROV, A. N. (1941). The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. *In Dokl. Akad. Nauk SSSR*, volume 30, pages 299–303.
- [Kucharski *et al.*, 2014] KUCHARSKI, D., KIRCHNER, G., KOIDL, F., FAN, C., CARMAN, R., MOORE, C., DMYTROTSIA, A., PLONER, M., BIANCO, G., MEDVEDSKIJ, M., MAKEYEV, A., APPLEBY, G., SUZUKI, M., TORRE, J.-M., ZHONGPING, Z., GRUNWALDT, L. et FENG, Q. (2014). Attitude and Spin Period of Space Debris Envisat Measured by Satellite Laser Ranging. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 52(12):7651–7657.
- [Laas-Bourez *et al.*, 2012] LAAS-BOUREZ, M., WAILLIEZ, S., DELEFLIE, F., KLOTZ, A., ALBANESE, D. et SABA, N. (2012). First astrometric observations of space debris with the MéO telescope. *Advances in Space Research*, 49(3):603–611.
- [Labeyrie, 1970] LABEYRIE, A. (1970). Attainment of diffraction limited resolution in large telescopes by Fourier analysing speckle patterns in star images. *Astron. Astrophys*, 6(1):85–87.
- [Liang *et al.*, 1997] LIANG, J., WILLIAMS, D. R. et MILLER, D. T. (1997). Supernormal vision and high-resolution retinal imaging through adaptive optics. *JOSA A*, 14(11):2884–2892.
- [Llebaria *et al.*, 2004] LLEBARIA, A., AUVERGNE, M. et PERRUCHOT, S. (2004). Design of polychromatic PSFs for the COROT experiment. volume 5249, pages 175–181.
- [Mahé, 2000] MAHÉ, F. (2000). *APPLICATION D'UN MODÈLE ATMOSPHÉRIQUE À L'ÉTUDE DES FLUCTUATIONS D'INDICE DE RÉFRACTION DANS LA COUCHE LIMITE INFLUENCE DE LA SCINTILLATION SUR L'ANALYSE DE FRONT D'ONDE*. Thèse de doctorat.
- [Maire *et al.*, 2007] MAIRE, J., ZIAD, A., BORGNINO, J. et MARTIN, F. (2007). Measurements of profiles of the wavefront outer scale using observations of the limb of the Moon. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 377(3):1236–1244.
- [McGlamery, 1976] MCGLAMERY, B. L. (1976). Computer simulation studies of compensation of turbulence degraded images. *In Image processing*, pages 225–233. International Society for Optics and Photonics.
- [McLellan *et al.*, 2002] MCLELLAN, J. S., MARCOS, S., PRIETO, P. M. et BURNS, S. A. (2002). Imperfect optics may be the eye's defence against chromatic blur. *Nature*, 417(6885):174–176.
- [Meimon *et al.*, 2010a] MEIMON, S., FUSCO, T. et MUGNIER, L. M. (2010a). LIFT : a focal-plane wavefront sensor for real-time low-order sensing on faint sources. *Optics letters*, 35(18):3036–3038.

- [Meimon *et al.*, 2010b] MEIMON, S., FUSCO, T. et PETIT, C. (2010b). An optimized calibration strategy for high order adaptive optics systems : the Slope-Oriented Hadamard Actuation. page 07009. EDP Sciences.
- [Meimon *et al.*, 2010c] MEIMON, S., PETIT, C., FUSCO, T. et KULCSAR, C. (2010c). Tip-tilt disturbance model identification for Kalman-based control scheme : application to XAO and ELT systems. *J. Opt. Soc. Am. A*, 27(11):A122–A132.
- [Michau *et al.*, 1993] MICHAU, V., ROUSSET, G. et FONTANELLA, J. (1993). Wavefront sensing from extended sources. In *Real Time and Post Facto Solar Image Correction*, volume 1, page 124.
- [Montagnier *et al.*, 2007] MONTAGNIER, G., FUSCO, T., BEUZIT, J.-L., MOUILLET, D., CHARTON, J. et JOCOU, L. (2007). Pupil stabilization for SPHERE’s extreme AO and high performance coronagraph system. *Optics Express*, 15(23):15293.
- [Moré, 1978] MORÉ, J. J. (1978). The Levenberg-Marquardt algorithm : implementation and theory. In *Numerical analysis*, pages 105–116. Springer.
- [Mugnier *et al.*, 2001] MUGNIER, L. M., ROBERT, C., CONAN, J.-M., MICHAU, V. et SALEM, S. (2001). Myopic deconvolution from wave-front sensing. *Journal of the Optical Society of America A*, 18(4):862.
- [Neichel, 2008] NEICHEL, B. (2008). *Etudes des galaxies lointaines et optiques adaptatives tomographiques pour les ELTs*. phdthesis, Université Paris-Diderot - Paris VII.
- [Nicolle, 2006] NICOLLE, M. (2006). *Analyse de front d’onde pour les optiques adaptatives de nouvelle génération : optiques adaptatives à large champ et optique adaptative extrême*. Paris 11.
- [Nicolle *et al.*, 2004] NICOLLE, M., FUSCO, T., ROUSSET, G. et MICHAU, V. (2004). Improvement of Shack-Hartmann wave-front sensor measurement for extreme adaptive optics. *Optics Letters*, 29(23):2743.
- [Noel, 1997] NOEL, T. (1997). *Caractérisation spatiale et temporelle de la turbulence atmosphérique par analyse de front d’onde*. Thèse de doctorat, Paris 6.
- [Noll, 1976] NOLL, R. J. (1976). Zernike polynomials and atmospheric turbulence. *Journal of the Optical Society of America*, 66(3):207.
- [Onera-DOTA/HRA, 1998] ONERA-DOTA/HRA (1998). Observation optique haute résolution de satellites : travaux préliminaires sur l’observation de jour et définition du plan focal de TIGRE. Rapport technique de synthèse RTS 9/4616 DOTA/Y.
- [Onera-DOTA/HRA, 1999a] ONERA-DOTA/HRA (1999a). Dépouillement de la première campagne d’essais du BOA à l’Observatoire de Hautes-Provence. Rapport technique RT 14/4575 DOTA/Y.
- [Onera-DOTA/HRA, 1999b] ONERA-DOTA/HRA (1999b). Seconde campagne d’essais du BOA à l’Observatoire de Haute-Provence. Rapport technique de synthèse RTS 15/4575 DOTA/Y.
- [Onera-DOTA/HRA, 2003] ONERA-DOTA/HRA (2003). Expression de l’erreur temporelle.
- [Parisot, 2012] PARISOT, A. (2012). *Calibrations et stratégies de commandes tomographique pour les optiques adaptatives grand champ : validations expérimentales sur le banc HOMER*. Thèse de doctorat.

- [Paufigue *et al.*, 2010] PAUFIQUE, J., BRUTON, A., GLINDEMANN, A., JOST, A., KOLB, J., JOCHUM, L., LE LOUARN, M., KIEKEBUSCH, M., HUBIN, N., MADEC, P.-Y. et OTHERS (2010). GRAAL : a seeing enhancer for the NIR wide-field imager Hawk-I. *In SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation*, pages 77361P–77361P. International Society for Optics and Photonics.
- [Paul *et al.*, 2013] PAUL, B., SAUVAGE, J.-F. et MUGNIER, L. M. (2013). Coronagraphic phase diversity : performance study and laboratory demonstration. *Astronomy & Astrophysics*, 552:A48.
- [Petit, 2006] PETIT, C. (2006). *Etude de la commande optimale en OA et OAMC, validation numérique et expérimentale*. Paris 13.
- [Petit *et al.*, 2009] PETIT, C., CONAN, J.-M., KULCSÁR, C. et RAYNAUD, H.-F. (2009). Linear quadratic gaussian control for adaptive optics and multiconjugate adaptive optics : experimental and numerical analysis. *JOSA A*, 26(6):1307–1325.
- [Petit *et al.*, 2008] PETIT, C., CONAN, J.-M., KULCSÁR, C., RAYNAUD, H.-F. et FUSCO, T. (2008). First laboratory validation of vibration filtering with LQG control law for Adaptive Optics. *Optics Express*, 16(1):87.
- [Petit *et al.*, 2015] PETIT, C., VÉDRENNE, N., MICHAU, V., SAMAIN, E., TOYOSHIMA, M., AKIOKA, M. et KOLEV, D. (2015). Adaptive optics results with SOTA.
- [Plantet, 2014] PLANTET, C. (2014). *Etude d'un nouveau concept d'analyse de front d'onde en plan focal appliqué à l'optique adaptative en astronomie*. Thèse de doctorat, OBSERVATOIRE DE PARIS.
- [Plantet *et al.*, 2013] PLANTET, C., MEIMON, S., CONAN, J.-M. et FUSCO, T. (2013). Experimental validation of LIFT for estimation of low-order modes in low-flux wavefront sensing. *Optics Express*, 21(14):16337.
- [Poyneer *et al.*, 2003] POYNEER, L., LAFORTUNE, K. et AWWAL, A. (2003). Correlation wavefront sensing for Shack-Hartmann-based Adaptive Optics with a point source. *Rapport Technique CA*, 94551.
- [Quiros-Pacheco, 2007] QUIROS-PACHECO, F. (2007). Reconstruction and control laws for multi-conjugate adaptive optics in astronomy. *PhD Thesis, London : Imperial College, [2007] 247 p*.
- [Ragazzoni, 1996] RAGAZZONI, R. (1996). Pupil plane wavefront sensing with an oscillating prism. *Journal of modern optics*, 43(2):289–293.
- [Ravikumar *et al.*, 2008] RAVIKUMAR, S., THIBOS, L. N. et BRADLEY, A. (2008). Calculation of retinal image quality for polychromatic light. *Journal of the Optical Society of America A*, 25(10):2395.
- [Rigaut, 2002] RIGAUT, F. (2002). Ground conjugate wide field adaptive optics for the ELTs. *In European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, volume 58, page 11.
- [Rigaut et Gendron, 1992] RIGAUT, F. et GENDRON, E. (1992). Laser guide star in adaptive optics-The tilt determination problem. *Astronomy and Astrophysics*, 261:677–684.
- [Rigaut *et al.*, 2012] RIGAUT, F., NEICHEL, B., BOCCAS, M., D'ORGEVILLE, C., ARRIAGADA, G., FESQUET, V., DIGGS, S. J., MARCHANT, C., GAUSACH, G., RAMBOLD, W. N.,

- LUHRS, J., WALKER, S., CARRASCO-DAMELE, E. R., EDWARDS, M. L., PESSEV, P., GALVEZ, R. L., VUCINA, T. B., ARAYA, C., GUTIERREZ, A., EBBERS, A. W., SERIO, A., MORENO, C., URRUTIA, C., ROGERS, R., ROJAS, R., TRUJILLO, C., MILLER, B., SIMONS, D. A., LOPEZ, A., MONTES, V., DIAZ, H., DARUICH, F., COLAZO, F., BEC, M., TRANCHO, G., SHEEHAN, M., MCGREGOR, P., YOUNG, P. J., DOOLAN, M. C., van HARMELEN, J., ELLERBROEK, B. L., GRATADOUR, D. et GARCIA-RISSMANN, A. (2012). GeMS : first on-sky results. volume 8447, pages 84470I–84470I–15.
- [Rigaut *et al.*, 1991] RIGAUT, F., ROUSSET, G., KERN, P., FONTANELLA, J. C., GAFFARD, J. P., MERKLE, F. et LÉNA, P. (1991). Adaptive optics on a 3.6-m telescope-Results and performance. *Astronomy and Astrophysics*, 250:280–290.
- [Rigaut *et al.*, 1994] RIGAUT, F. J., ARSENAULT, R., KERR, J. M., SALMON, D. A., NORTH-COTT, M. J., DUTIL, Y. et BOYER, C. (1994). Canada-France-Hawaii Telescope adaptive optics bonnette II : simulations and control. In *1994 Symposium on Astronomical Telescopes & Instrumentation for the 21st Century*, pages 149–160. International Society for Optics and Photonics.
- [Rigaut *et al.*, 1998] RIGAUT, F. J., VÉRAN, J.-P. et LAI, O. (1998). Analytical model for Shack-Hartmann-based adaptive optics systems. In *Astronomical Telescopes & Instrumentation*, pages 1038–1048. International Society for Optics and Photonics.
- [Robert *et al.*, 2012] ROBERT, C., MICHAU, V., FLEURY, B., MAGLI, S. et VIAL, L. (2012). Mid-infrared Shack-Hartmann wavefront sensor fully cryogenic using extended source for endoatmospheric applications. *Optics express*, 20(14):15636–15653.
- [Roddier, 1981] RODDIER, F. (1981). The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy. In : *Progress in optics. Volume 19. Amsterdam, North-Holland Publishing Co., 1981, p. 281-376.*, 19:281–376.
- [Roddier, 1992] RODDIER, F. (1992). The University of Hawaii Adaptive Optics System. *CFHT Bull.*, (27):7–8.
- [Roddier, 1999] RODDIER, F. (1999). *Adaptive optics in astronomy*. Cambridge university press.
- [Roddier et Roddier, 1986] RODDIER, F. et RODDIER, C. (1986). NOAO Infrared Adaptive Optics Program II : modeling atmospheric effects in adaptive optics systems for astronomical telescopes. *Advanced technology optical telescopes III*, 628:298–304.
- [Rousset *et al.*, 1990] ROUSSET, G., FONTANELLA, J. C., KERN, P., GIGAN, P. et RIGAUT, F. (1990). First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics. *Astronomy and Astrophysics*, 230:L29–L32.
- [Rousset *et al.*, 1987] ROUSSET, G., FONTANELLA, J.-C., PRIMOT, J. et SÈVE, A. (1987). Imagerie optique à travers la turbulence atmosphérique. *La Recherche Aérospatiale*, (5):47–58.
- [Rousset *et al.*, 1998] ROUSSET, G., LACOMBE, F., PUGET, P., HUBIN, N. N., GENDRON, E., CONAN, J.-M., KERN, P. Y., MADEC, P.-Y., RABAUD, D., MOUILLET, D., LAGRANGE, A.-M. et RIGAUT, F. J. (1998). Design of the Nasmyth adaptive optics system (NAOS) of the VLT. volume 3353, pages 508–516.
- [Rousset *et al.*, 2003] ROUSSET, G., LACOMBE, F., PUGET, P., HUBIN, N. N., GENDRON, E., FUSCO, T., ARSENAULT, R., CHARTON, J., FEAUTRIER, P., GIGAN, P., KERN, P. Y., LAGRANGE, A.-M., MADEC, P.-Y., MOUILLET, D., RABAUD, D., RABOU, P., STADLER, E.

- et ZINS, G. (2003). NAOS, the first AO system of the VLT : on-sky performance. volume 4839, pages 140–149.
- [Rousset *et al.*, 1991] ROUSSET, G., MADEC, P. et RABAUD, D. (1991). Adaptive optics partial correction simulations for two telescope interferometry. *NASA STI/Recon Technical Report A*, 92:26373.
- [Rousset *et al.*, 1992] 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. et OTHERS (1992). The Come-On-Plus project. In *Adaptive Optics for Large Telescopes Topical Meeting*, volume 1, pages 106–108.
- [Roux, 2003] ROUX, B. L. (2003). *Commande optimale en Optique Adaptative Classique et Multiconjuguée*. phdthesis, Université Nice Sophia Antipolis.
- [Sarazin et Roddier, 1990] SARAZIN, M. et RODDIER, F. (1990). The ESO differential image motion monitor. *Astronomy and Astrophysics*, 227:294–300.
- [Sasiela et Mooney, 1986] SASIELA, R. J. et MOONEY, J. G. (1986). An optical phase reconstructor based on using a multiplier-accumulator approach. In *1985 Technical Symposium East*, pages 170–176. International Society for Optics and Photonics.
- [Sauvage *et al.*, 2010] SAUVAGE, J.-F., FUSCO, T., PETIT, C., MEIMON, S., FEDRIGO, E., SUAREZ VALLES, M., KASPER, M., HUBIN, N., BEUZIT, J.-L., CHARTON, J., COSTILLE, A., RABOU, ., P., MOUILLET, D., BAUDOZ, P., BUEY, T., SEVIN, A., WILDI, F. et DOHLEN, K. (2010). SAXO, the eXtreme Adaptive Optics System of SPHERE : overview and calibration procedure. volume 7736, pages 77360F–77360F–10.
- [Sauvage *et al.*, 2007] SAUVAGE, J.-F., FUSCO, T., ROUSSET, G. et PETIT, C. (2007). Calibration and precompensation of noncommon path aberrations for extreme adaptive optics. *Journal of the Optical Society of America A*, 24(8):2334.
- [Sechaud, 1999] SECHAUD, M. (1999). Wave-front compensation devices. *Adaptive optics in astronomy*, 1:57.
- [Shack et Platt, 1971] SHACK, R. V. et PLATT, B. (1971). Production and use of a lenticular Hartmann screen. In *Journal of the Optical Society of America*, volume 61, page 656. AMER INST PHYSICS CIRCULATION FULFILLMENT DIV, 500 SUNNYSIDE BLVD, WOODBURY, NY 11797-2999.
- [Shelus, 2001] SHELUS, P. J. (2001). Lunar Laser Ranging : Glorious Past And A Bright Future. *Surveys in Geophysics*, 22(5-6):517–535.
- [Sivo *et al.*, 2014] SIVO, G., KULCSÁR, C., CONAN, J.-M., RAYNAUD, H.-F., GENDRON, É., BASDEN, A., VIDAL, F., MORRIS, T., MEIMON, S., PETIT, C., GRATADOUR, D., MARTIN, O., HUBERT, Z., SEVIN, A., PERRET, D., CHEMLA, F., ROUSSET, G., DIPPER, N., TALBOT, G., YOUNGER, E., MYERS, R., HENRY, D., TODD, S., ATKINSON, D., DICKSON, C. et LONGMORE, A. (2014). First on-sky SCAO validation of full LQG control with vibration mitigation on the CANARY pathfinder. *Optics Express*, 22(19):23565.
- [Stuik *et al.*, 2006] STUIK, R., BACON, R., CONZELMANN, R., DELABRE, B., FEDRIGO, E., HUBIN, N., LE LOUARN, M. et STRÖBELE, S. (2006). GALACSI–The ground layer adaptive optics system for MUSE. *New Astronomy Reviews*, 49(10):618–624.
- [Takami *et al.*, 2006] TAKAMI, H., COLLEY, S., DINKINS, M., ELDRED, M., GUYON, O., GOLOTA, T., HATTORI, M., HAYANO, Y., ITO, M., IYE, M., OYA, S., SAITO, Y. et WATANABE,

- M. (2006). Status of Subaru laser guide star AO system. volume 6272, pages 62720C–62720C–10.
- [Takami *et al.*, 1998] TAKAMI, H., TAKATO, N., OTSUBO, M., KANZAWA, T., KAMATA, Y., NAKASHIMA, K. et IYE, M. (1998). Adaptive optics system for Cassegrain focus of Subaru 8.2-m telescope. In *Astronomical Telescopes & Instrumentation*, pages 500–507. International Society for Optics and Photonics.
- [Tatarskii, 1961] TATARSKII, V. I. (1961). Wave propagation in turbulent medium. *Wave Propagation in Turbulent Medium*, by Valerian Ilich Tatarskii. Translated by RA Silverman. 285pp. Published by McGraw-Hill, 1961., 1.
- [Taylor, 1938] TAYLOR, G. I. (1938). The spectrum of turbulence. In *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 164, pages 476–490. The Royal Society.
- [Thatte *et al.*, 2014] THATTE, N. A., CLARKE, F., BRYSON, I., SCHNETLER, H., TECZA, M., BACON, R. M., REMILLIEUX, A., MEDIAVILLA, E., LINARES, J. M. H., ARRIBAS, S. et OTHERS (2014). HARMONI : the first light integral field spectrograph for the E-ELT. In *SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation*, pages 914725–914725. International Society for Optics and Photonics.
- [Thomas *et al.*, 2006] THOMAS, S., FUSCO, T., TOKOVININ, A., NICOLLE, M., MICHAU, V. et ROUSSET, G. (2006). Comparison of centroid computation algorithms in a Shack–Hartmann sensor. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 371(1):323–336.
- [Tikhonov, 1977] TIKHONOV, A. (1977). *Solutions of ill-posed problems*.
- [Vedrenne *et al.*, 2014] VEDRENNE, VELLUET, m.-T., MICHAU, V. et ARTAUD, G. (2014). Characterization of Atmospheric Turbulence for LEO to Ground Laser Beam Propagation at Low Elevation Angles. Kobe.
- [Velluet *et al.*, 2015] VELLUET, M.-T., GOUSSET, S. et VEDRENNE, N. (2015). Optical Links between Ground to Space : Propagation Channel Study. In *Applications of Lasers for Sensing and Free Space Communications*, pages LTh2D–1. Optical Society of America.
- [Véran, 1998] VÉRAN, J.-P. (1998). *Estimation de la réponse impulsionnelle et restauration d'image en optique adaptative. Application au système d'optique adaptative du Télescope Canada-France-Hawaii*. Thèse de doctorat.
- [Voyez *et al.*, 2014] VOYEZ, J., ROBERT, C., CONAN, J.-M., MUGNIER, L. M., SAMAIN, E. et ZIAD, A. (2014). First on-sky results of the CO-SLIDAR Cn2 profiler. *Optics Express*, 22(9):10948. arXiv : 1402.4295.
- [Wallner, 1983] WALLNER, E. P. (1983). Optimal wave-front correction using slope measurements. *JOSA*, 73(12):1771–1776.
- [Weyrauch et Vorontsov, 2004] WEYRAUCH, T. et VORONTSOV, M. A. (2004). Free-space laser communications with adaptive optics : Atmospheric compensation experiments. *Journal of Optical and Fiber Communications Reports*, 1(4):355–379.
- [Winker, 1991] WINKER, D. (1991). Effect of a finite outer scale on the Zernike decomposition of atmospheric optical turbulence. *JOSA A*, 8(10):1568–1573.
- [Wizinowich *et al.*, 2000] WIZINOWICH, P. L., ACTON, D. S., LAI, O., GATHRIGHT, J., LUP-
TON, W. et STOMSKI JR, P. J. (2000). Performance of the Keck Adaptive Optics Facility : the first year at the telescope. In *Adaptive Optical Systems Technology*, PL Wizinowich, ed., *Proc. SPIE*, volume 4007.

- [Ziad *et al.*, 2000] ZIAD, A., CONAN, R., TOKOVININ, A., MARTIN, F. et BORGNINO, J. (2000). From the grating scale monitor to the generalized seeing monitor. *Applied Optics*, 39(30):5415–5425.

Optimisation d'un système d'Optique Adaptative pour l'observation de l'espace et mise en oeuvre d'un détecteur proche infra-rouge innovant en analyse de front d'onde

L'Optique Adaptative (OA) permet de corriger les perturbations de l'atmosphère sur la formation des images au sol. Délicate à mettre en oeuvre en astronomie, des développements sont requis pour les futurs systèmes afin d'augmenter la couverture du ciel. L'avènement des matrices de PhotoDiodes à Avalanche (APD) est en ce sens prometteur, en rendant possible l'analyse de front d'onde faible flux du visible au proche infrarouge. D'autres domaines cherchent également à bénéficier de l'OA, tel que la surveillance de l'espace ou les télécommunications optiques en espace libre. L'intégration du banc d'OA ODISSEE à l'OCA offre un accès au ciel pour valider les nouveaux concepts dans chacun de ces domaines.

Nous présentons dans ce mémoire la démarche suivie afin d'étalonner le banc. Une analyse fine des sources d'erreur est réalisée à partir d'une caractérisation complète du système et de ses résultats en fonctionnement, appuyée par une modélisation au préalable recalée. Ces travaux permettent de guider les améliorations futures, et représentent de plus un gain en opérabilité dans les domaines de la surveillance et des télécommunications, où ODISSEE a acquis un statut unique en Europe.

Parallèlement, nous préparons la mise en oeuvre en analyse de front d'onde d'un détecteur APD, autour de l'étude de la caméra RAPID. Il s'agit d'étudier l'impact en OA des défauts de cosmétique, et du Bruit Spatial Fixe (BSF). Nous en proposons une modélisation et simulons sa propagation. Ces travaux ouvrent la voie à la conception d'un ASO RAPID optimisé, tirant parti de l'avancée majeure que constitue cette nouvelle génération de détecteur pour l'OA.

Mots-clés : OPTIQUE ADAPTATIVE ; IMAGERIE HAUTE RESOLUTION ; INSTRUMENTATION OPTIQUE ; OBSERVATION SATELLITE ; ANALYSE FRONT ONDE ; TURBULENCE ATMOSPHERIQUE ; BUDGET D'ERREUR ; CALIBRATION ; DETECTEUR HGCDTE ; PROCHE INFRAROUGE ; PROPAGATION BRUIT

Optimization of an adaptive optics system for space observation and implementation of an innovative near infra-red detector in wave-front sensing

Adaptive Optics (AO) allows the correction of the atmospheric effects on the images. This technic is today mature in astronomy. However the future systems require more advanced developments to increase sky coverage. In that, recent Avalanche PhotoDiodes (APD) arrays are promising by providing possible low flux wave-front sensing from visible to near infra-red. Other applications are also searching for take advantage of AO, like space observation or free space optical telecommunications. The integration of the ODISSEE AO bench at the OCA provides a sky acces for new concepts validation in many fields.

We present in this PhD thesis the approach to calibrate and optimize the bench. We carry out a detailed analysis of error sources from a complete characterization of the system and of its results in operation, supported by a fitted modeling. These works enable guide future bench optimization works, and represent a gain in terms of operability for space observation and telecom, where ODISSEE has an unique status in Europe.

In parallel we prepare the implementation of APD array for Wave-Front Sensing (WFS), by studying the RAPID camera. This involves analysing the impact of cosmetic and Fixed Pattern Noise (FPN) propagation on WFSensing in AO. Therefore we propose a FPN modeling and its propagation in AO. These works allow to design an optimize a RAPID wave-front sensor, taking advantage of the major breakthrough of APD arrays for AO.

Keywords : ADAPTIVE OPTICS ; HIGH RESOLUTION IMAGING ; ASTRONOMICAL INSTRUMENTATION ; SATELLITES OBSERVATION ; WAVEFRONT SENSING ; ATMOSPHERIC TURBULENCE ; ERROR BUDGET ; CALIBRATION ; HGCDTE APD ARRAY ; NEAR INFRA-RED ; NOISE PROPAGATION ; FIXE PATTERN NOISE