



HAL
open science

Mesures optiques de profils de turbulence atmosphérique pour les futurs systèmes d'optique adaptative

Juliette Voyez

► **To cite this version:**

Juliette Voyez. Mesures optiques de profils de turbulence atmosphérique pour les futurs systèmes d'optique adaptative. Autre. Université Nice Sophia Antipolis, 2013. Français. NNT : 2013NICE4108 . tel-00975076

HAL Id: tel-00975076

<https://theses.hal.science/tel-00975076>

Submitted on 7 Apr 2014

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.

UNIVERSITÉ DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS - UFR Sciences
École Doctorale Sciences Fondamentales et Appliquées

THÈSE

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences
de l'UNIVERSITÉ de Nice-Sophia Antipolis

Discipline : Sciences de l'Univers

présentée et soutenue par

Juliette VOYEZ

Mesures optiques de profils de turbulence
atmosphérique pour les futurs systèmes d'optique
adaptative

Thèse dirigée par

Aziz ZIAD

Encadrée à l'Onera par

Clélia ROBERT

Soutenue publiquement le 6 Décembre 2013 devant le jury composé de :

M. Aziz Ziad	Directeur de thèse
Mme Clélia Robert	Encadrante
M. Gérard Rousset	Rapporteur
M. François Rigaut	Rapporteur
Mme Elena Masciadri	Examinatrice
M. Pierre-Yves Madec	Examinateur
M. Michel Tallon	Examinateur

Classical adaptive optics is limited by anisoplanatism. New concepts, known as Wide Field Adaptive Optics systems, have been developed in order to go beyond this limitation. These systems analyse atmospheric turbulence within a volume, increasing the correction field. These techniques require a precise knowledge of the C_n^2 profile. The purpose of my thesis is the on-sky validation of a new measurement method of the C_n^2 profile, called CO-SLIDAR, using correlations of slopes and of scintillation, both measured with a Shack-Hartmann on a binary star. My study is organized as follows. First, we perform an end-to-end simulation of the reconstruction of the C_n^2 profile in a practical astronomical case. We can thus examine the impact of the different error sources on the reconstruction of the C_n^2 profile. This allows us to improve the reconstruction method, taking into account the detection noises. The second part is dedicated to the experimental validation. We design and characterize an acquisition bench, the ProMeO bench. This leads to a good knowledge of the bench's operation and we can compensate for some instrumental effects. The ProMeO bench is then coupled to the MeO 1.5 m telescope. The acquired data allow the estimation of the C_n^2 profile, from the ground up to 17 km, with a resolution of 600 m. The CO-SLIDAR profiles are successfully compared with profiles estimated from meteorological data. This work is the first on-sky validation of the CO-SLIDAR method.

Keywords : CN2 PROFILE ; OPTICAL PROPAGATION ; SHACK-HARTMANN ; ADAPTIVE OPTICS

L'optique adaptative classique est limitée par l'anisoplanétisme. Pour remédier à cette limitation, de nouveaux concepts, appelés optiques adaptatives grand champ, ont été développés. Ces systèmes analysent la turbulence atmosphérique dans le volume, ce qui accroît le champ de correction. Ces techniques requièrent une connaissance précise du profil de C_n^2 . Mon étude consiste à valider sur le ciel une nouvelle technique de mesure du profil de C_n^2 , appelée CO-SLIDAR, à partir des corrélations des mesures de pentes et de scintillation réalisées avec un analyseur Shack-Hartmann sur étoile binaire. Elle s'organise autour de deux grands axes. On réalise d'abord une simulation bout-en-bout de la reconstruction du profil de C_n^2 dans un cas concret d'observation astronomique. On peut ainsi étudier l'impact des différentes sources d'erreur sur la reconstruction du profil de C_n^2 . Ceci nous permet d'améliorer la procédure d'estimation du profil de C_n^2 , en prenant en compte les bruits de détection. La deuxième partie de mon étude se consacre à la validation expérimentale. On dimensionne et caractérise en laboratoire un banc d'acquisition, le banc ProMeO. Ceci conduit à une bonne connaissance du fonctionnement du banc et nous permet de corriger certains effets instrumentaux. Le banc ProMeO est finalement couplé au télescope MeO de 1,5 m de diamètre. Les données acquises permettent une reconstruction du profil de C_n^2 , du sol jusqu'à 17 km, avec une résolution de 600 m. Les profils obtenus par la méthode CO-SLIDAR sont comparés avec succès à des profils issus de données météorologiques. L'ensemble de ces travaux constitue la première validation sur le ciel de la méthode CO-SLIDAR.

Mots-clés : PROFIL DE C_n^2 ; PROPAGATION OPTIQUE; SHACK-HARTMANN; OPTIQUE ADAPTATIVE

Introduction	1
1 Turbulence atmosphérique et formation d'images	5
1.1 Propriétés de la turbulence atmosphérique	6
1.1.1 Phénomène physique	6
1.1.2 Théorie des cascades d'énergie de Kolmogorov	6
1.1.3 Domaine inertiel	6
1.1.3.1 L'échelle externe	6
1.1.3.2 L'échelle interne	7
1.1.4 Loi d'Obukhov	7
1.1.5 Fluctuations de l'indice de réfraction de l'air	8
1.1.6 Spectre de puissance des fluctuations d'indice de Kolmogorov et de von Kármán	8
1.1.7 Profils de turbulence : modèles et mesures	9
1.1.7.1 Répartition de la turbulence	9
1.1.7.2 Modèles de profils de turbulence	10
1.1.7.3 Techniques de mesure à partir des grandeurs météorologiques	10
1.2 Propagation à travers l'atmosphère et formation des images	11
1.2.1 Le modèle des écrans de phase	12
1.2.2 Propriétés statistiques du champ dans le cas général	12
1.2.2.1 Fonction de cohérence spatiale du champ propagé	12
1.2.2.2 Paramètre de Fried	13
1.2.3 Propriétés statistiques du champ en faibles perturbations	13
1.2.3.1 Fluctuations de phase et d'amplitude	13
1.2.3.2 Densités spectrales de puissance	14
1.2.3.3 Densités de probabilité	15
1.2.4 Représentation de la phase	15
1.2.4.1 La base des polynômes de Zernike	15
1.2.4.2 Décomposition de la phase sur la base des polynômes de Zernike	16
1.2.5 Formation des images en présence de turbulence	19
1.2.5.1 Rappel sur la formation des images	19
1.2.5.2 Images turbulentes	20
1.3 Les systèmes d'optique adaptative	20

1.3.1	L'OA classique	21
1.3.2	L'analyseur Shack-Hartmann	22
1.3.2.1	Principe	22
1.3.2.2	Mesures	22
1.3.2.3	Propagation des bruits de détection	23
1.3.3	Les OA grand champ	24
1.3.3.1	L'effet d'anisoplanétisme	24
1.3.3.2	Les étoiles laser	25
1.3.3.3	L'OA Tomographique Laser	26
1.3.3.4	L'OA couche au sol	27
1.3.3.5	l'OA Multi-Conjuguée	27
1.3.3.6	L'OA Multi-Objets	27
1.3.4	L'importance du profil de C_n^2	29
2	La mesure optique de la turbulence	31
2.1	Mesure sur source simple	32
2.1.1	Differential Image Motion Monitor	32
2.1.2	Multiple Aperture Scintillation Sensor	32
2.2	Mesure sur source double	33
2.2.1	Slope Detection And Ranging	33
2.2.2	Scintillation Detection And Ranging	34
2.3	Mesure sur sources multiples	35
2.3.1	Profileur Bord Lunaire	35
2.4	Mesure sur source étendue	35
2.4.1	Lunar Scintillometer	35
2.5	Coupled Slope and Scintillation Detection And Ranging	35
2.5.1	Principe	35
2.5.2	Cadre théorique	36
2.5.3	Cartes de corrélation	38
2.5.4	Problème direct et inversion	39
2.5.4.1	Formulation du problème matriciel	39
2.5.4.2	Prise en compte des bruits de détection	42
2.5.4.3	Solution Maximum de Vraisemblance	42
2.5.4.4	Solution Maximum <i>A Posteriori</i>	42
2.5.5	Extension de la méthode sur source simple	43
2.6	Conclusion	43
3	Performances de la méthode CO-SLIDAR en simulation et sources d'erreur affectant la reconstruction	45
3.1	Simulation d'images Shack-Hartmann turbulentes et bruitées	46
3.1.1	Paramètres de simulation	46
3.1.2	Modélisation numérique	47
3.1.3	Images obtenues	48
3.2	Traitement des données	48
3.2.1	Extraction des pentes et des indices de scintillation	49
3.2.2	Construction des cartes de corrélation	49
3.3	Sources d'erreur sur la reconstruction du profil de C_n^2	51

3.3.1	Impact de la taille de la fenêtre de calcul	51
3.3.2	Influence de l'échelle externe	52
3.3.3	Influence de la turbulence non-vue	54
3.3.4	Impact des bruits de détection	55
3.4	Etude de la propagation des bruits de détection sur les mesures SH	55
3.4.1	Description de la simulation	56
3.4.2	Variance du bruit sur la scintillation	56
3.4.3	Variance du bruit sur la pente	58
3.4.4	Effet du recentrage de la tâche	60
3.4.5	Conclusion	62
3.5	Prise en compte des bruits de détection dans la reconstruction du profil de C_n^2 et soustraction du biais induit	62
3.5.1	Approche initiale : soustraction du biais théorique	62
3.5.1.1	Méthode	62
3.5.1.2	Résultats	63
3.5.2	Estimation conjointe du profil de C_n^2 et des variances des bruits de détection	64
3.5.2.1	Réécriture du critère à minimiser	64
3.5.2.2	Résultats	65
3.5.3	Exclusion des variances des pentes et de la scintillation	67
3.5.3.1	Méthode	67
3.5.3.2	Comparaison avec l'estimation conjointe	67
3.6	Performances du CO-SLIDAR et barres d'erreur sur le profil estimé	68
3.6.1	Comparaison avec les techniques utilisant les corrélations des pentes seules ou de la scintillation seules	68
3.6.2	Barres d'erreur et estimation de C_{conv}	70
3.6.2.1	Calcul de barres d'erreur	70
3.6.2.2	Erreur en fonction du nombre d'échantillons et effet de l'estimation de C_{conv}	70
3.6.2.3	Ajout de barres d'erreur sur le profil reconstruit	72
3.7	Conclusion	72
4	Dimensionnement et caractérisation en laboratoire du banc ProMeO	75
4.1	Description de l'analyseur Shack-Hartmann	76
4.1.1	La matrice de microlentilles	76
4.1.2	La caméra	77
4.2	Caractérisation de la caméra	77
4.2.1	Linéarité et facteur de conversion	77
4.2.2	Bruit de détecteur	79
4.2.3	Bruit de détecteur et gain EMCCD	79
4.3	Le banc optique	80
4.3.1	Description	80
4.3.2	Transmission des optiques	81
4.4	Développement d'une méthode de retrait du smearing	81
4.4.1	Limitation du capteur	81
4.4.2	Modélisation du phénomène	82
4.4.3	Soustraction de la valeur médiane par colonne	83
4.5	Vérification de la linéarité de la mesure de position	85

4.5.1	Méthode employée	85
4.5.2	Résultats	85
4.6	Etude de la propagation du bruit sur les mesures de laboratoire	86
4.6.1	Méthode	86
4.6.2	Vérification de l'hypothèse de matrice de covariance du bruit diagonale	87
4.6.3	Evolution de la variance du bruit en fonction du flux incident	89
4.7	Conclusion	94
5	Expérimentation du CO-SLIDAR sur le ciel	95
5.1	L'expérience ProMeO	96
5.1.1	Cadre expérimental	96
5.1.2	Liste des sources observables	96
5.1.3	Déroulement de la mission	97
5.2	Préambule à l'article	98
5.2.1	Traitement des images	98
5.2.2	Extraction des pentes et des indices de scintillation	98
5.2.3	Vérification des hypothèses faites sur la turbulence	101
5.2.3.1	Hypothèse de turbulence Kolmogorov	102
5.2.3.2	Hypothèse des faibles perturbations	105
5.3	Reconstruction des profils de turbulence	107
5.4	Compléments à l'article	127
5.4.1	Commentaires sur les r_0 et σ_χ^2 estimés à partir des profils de C_n^2	127
5.4.2	Au-delà des limitations géométriques	127
5.4.3	Influence de l'échelle externe	129
5.4.4	Reconstruction des profils de C_n^2 à 4 et 5 ms	129
5.5	Conclusion	132
	Conclusion et perspectives	133
	A Liste de publications	137
	Bibliographie	139

1.1	Densités spectrales des fluctuations d'indice	9
1.2	Profil de Hufnagel raccordé aux lois de similitude	10
1.3	Profils de C_n^2 mesurés par ballon-sonde	11
1.4	Distributions log-normale d'intensité	16
1.5	Premiers modes de Zernike	17
1.6	Variances des premiers coefficients de Zernike	18
1.7	Variances des a_i moyennées par ordre radial	19
1.8	Fonction pupille et FEP	20
1.9	FEP courte pose et longue pose	20
1.10	Schéma de principe d'un système d'optique adaptative	21
1.11	Schéma de principe de l'ASO-SH	22
1.12	Schéma de principe du phénomène d'anisoplanétisme	25
1.13	Images d'étoiles laser	26
1.14	Schéma de principe de la LTAO	27
1.15	Schéma de principe de la GLAO	28
1.16	Schéma de principe de la MCAO	28
1.17	Schéma de principe de la MOAO	29
2.1	Schéma de principe de la mesure sur source double	33
2.2	Fonctions de pondération en fonction de l'altitude	37
2.3	Schéma de principe de la construction des cartes de corrélation	39
2.4	Schéma de principe d'un scénario à deux couches turbulentes	40
2.5	Cartes d'autocorrélation dans un cas à deux couches turbulentes	40
2.6	Cartes d'intercorrélation dans un cas à deux couches turbulentes	41
3.1	Profil de C_n^2 théorique	47
3.2	Images SH 30×30	48
3.3	Cartes de corrélation en simulation	50
3.4	Sélection d'une zone des cartes de corrélation	50
3.5	Impact de la taille de la fenêtre de calcul sur le profil de C_n^2 estimé	51
3.6	Influence de l'échelle externe sur la reconstruction du profil de C_n^2	52
3.7	Fonctions de pondération en fonction de L_0	53

3.8	Minimum du critère J_{MV} en fonction de L_0	54
3.9	Effet de la turbulence non-vue sur la reconstruction du profil de C_n^2	55
3.10	Impact des bruits de détection sur l'estimation du profil de C_n^2	56
3.11	Images SH 8×8	57
3.12	Variance du bruit de photon sur la mesure de scintillation	57
3.13	Variance du bruit de détecteur sur la mesure de scintillation	58
3.14	Variance du bruit total sur la mesure de scintillation	58
3.15	Variance du bruit de photon sur la mesure de pente	59
3.16	Variance du bruit de détecteur sur la mesure de pente	59
3.17	Variance du bruit total sur la mesure de pente	60
3.18	Variance du bruit sur la mesure de pente pour un spot recentré	61
3.19	Impact de la soustraction du biais théorique sur le profil de C_n^2 restitué	63
3.20	Profils de C_n^2 estimés par la méthode d'estimation conjointe	66
3.21	Profils de C_n^2 reconstruits par la méthode d'estimation conjointe, et par celle d'exclusion des variances	67
3.22	Comparaison du CO-SLIDAR avec d'autres méthodes	68
3.23	Fonctions de pondération relatives aux autocorrélations de la scintillation	69
3.24	Erreur commise sur le C_n^2 estimé, en fonction de l'altitude	71
3.25	Erreur relative, en fonction de l'altitude	71
3.26	Erreur et erreur relative en fonction du nombre d'échantillons et effet de l'estimation de C_{conv}	72
3.27	Profil de C_n^2 reconstruit et barres d'erreur à 3σ	73
4.1	Plage de linéarité de la caméra	78
4.2	Variance du signal en fonction de sa moyenne	79
4.3	Bruit de détecteur en fonction du gain EMCCD	80
4.4	Schéma optique du banc ProMeO	81
4.5	Illustration du phénomène de traînée, pour un temps d'exposition de 1 ms	82
4.6	Illustration du phénomène de traînée, pour $t_{exp} = 0$ ms	83
4.7	Image de traînée synthétique	83
4.8	Image obtenue après soustraction de la traînée synthétique	84
4.9	Image obtenue après soustraction de la valeur médiane par colonne	84
4.10	Déplacement théorique et mesuré par rapport à une référence centrée	85
4.11	Déplacement théorique et mesuré par rapport à une référence en bord de champ	86
4.12	Matrice de covariance du bruit sur les pentes	87
4.13	Matrice de covariance du bruit sur la scintillation	88
4.14	Matrice de covariance du bruit, après soustraction de la moyenne spatiale par trame	88
4.15	Variance du bruit en fonction du nombre de photons, $v_{lec} = 1,9$ $\mu\text{s}/\text{pixel}$	90
4.16	Variance du bruit en fonction du nombre de photons, $v_{lec} = 3,7$ $\mu\text{s}/\text{pixel}$	91
4.17	Variance du bruit pour les deux réglages considérés	92
4.18	Variance théorique du bruit pour les deux réglages considérés	93
5.1	Vue du télescope MeO et de ses miroirs primaire et secondaire	96
5.2	Le banc ProMeO, couplé au télescope MeO	97
5.3	Imagettes SH brute et traitée	99
5.4	Pentes mesurées sur STF1744	100
5.5	Intensités et scintillation mesurées sur STF1744	100

5.6	Intensité en fonction du temps de pose, mesurée sur Vega	101
5.7	Variances des a_i de Zernike en fonction de i , pour Vega	102
5.8	Variances des a_i en fonction de i , pour STF1744	103
5.9	Variances des a_i moyennées par ordre radial, pour Vega	103
5.10	Variances des a_i moyennées par ordre radial, pour STF1744	104
5.11	Variances des a_i estimées, de Noll, et von Kármán, sur Vega	105
5.12	Variances des a_i estimées, de Noll, et von Kármán, sur STF1744	106
5.13	Distribution de l'intensité mesurée sur Vega	107
5.14	Distribution de l'intensité mesurée sur STF1744	108
5.15	Profil de C_n^2 sur 30 et 40 couches, avec $\delta h \simeq 600$ m	128
5.16	Profil de C_n^2 sur 40 couches, avec $\delta h \simeq 440$ m	128
5.17	Influence de L_0 sur la reconstruction du profil de C_n^2	129
5.18	Profils de C_n^2 à $t_{\text{exp}} = 4$ ms	130
5.19	Profils de C_n^2 à $t_{\text{exp}} = 5$ ms	131

LISTE DES TABLEAUX

3.1	RSB sur le signal des pentes et de la scintillation	64
3.2	Variances des bruits estimées	65
3.3	Variances des bruits estimées en l'absence de bruit de détection	66
3.4	Variances des bruits après soustraction des résidus	66
4.1	Valeur du facteur de conversion	78
4.2	Valeur du bruit de détecteur	79
4.3	Transmission des optiques du banc ProMeO	81
5.1	Liste des étoiles binaires	97
5.2	Magnitude visuelle et flux mesuré	101

Le mot “turbulence” est issu du latin *turba*, qui signifie “trouble causé par un grand nombre de personnes”. C’est à Léonard de Vinci qu’on attribue la première utilisation du mot *turbolenza* en italien, pour décrire les mouvements complexes de l’eau ou de l’air. Il a notamment réalisé des dessins finement détaillés des fameux tourbillons. Il a fallu ensuite attendre plus de trois cents ans pour voir avancer les connaissances sur l’écoulement des fluides, avec les célèbres équations de Navier-Stokes [Navier(1823)]. Mais c’est aux travaux de Reynolds en 1883 [Reynolds(1883)] qu’on doit la première observation de la transition entre régime laminaire et régime turbulent. Kolmogorov [Kolmogorov(1941)] a proposé une description statistique de la turbulence, à partir de lois d’échelle, décrivant la transmission de l’énergie des tourbillons les plus gros aux plus petits sous forme de cascades.

Dans les travaux présentés ici, on s’intéresse à la turbulence atmosphérique et plus particulièrement à ses effets optiques. Ainsi, qui n’a jamais observé le ciel par une belle nuit d’été et remarqué la scintillation des étoiles ? Ce phénomène est une conséquence directe de l’effet de la turbulence atmosphérique sur la propagation de la lumière. Tatarski [Tatarski(1961), Tatarski(1971)] s’est intéressé à la propagation des ondes à travers la turbulence atmosphérique. En astronomie, on utilise des télescopes de diamètre de plus en plus grand, afin de collecter plus de flux, mais en revanche, la résolution angulaire de ces instruments reste limitée par la turbulence atmosphérique. Son influence sur les observations astronomiques au sol a été étudiée par Roddier [Roddier(1981)] notamment. On distingue deux types de perturbations affectant le champ électromagnétique, qui sont les fluctuations de son amplitude et de sa phase, responsables des phénomènes de scintillation et d’agitation, entraînant une dégradation des images obtenues au foyer des instruments astronomiques.

C’est dans le but de dépasser ces limitations et d’approcher la résolution angulaire théorique qu’est né dans les années 50 le concept d’optique adaptative [Babcock(1953)] : la perturbation turbulente, approximée aux seuls défauts de phase, est analysée par un analyseur de surface d’onde, et la compensation adéquate est appliquée grâce à un miroir déformable. Mais ce n’est qu’à la fin des années 80 qu’est installé le premier système d’optique adaptative sur télescope : COME ON [Kern *et al.*(1989), Rousset *et al.*(1990), Rigaut *et al.*(1991)], sur le télescope de 3,6 m du European Southern Observatory au Chili.

L’optique adaptative est aujourd’hui une technique éprouvée, permettant une correction efficace du front d’onde dans la direction d’observation, et la plupart des grands télescopes en sont maintenant équipés. Sa principale limitation est le phénomène d’anisoplanétisme, dû à la

non-uniformité de la turbulence dans le champ de vue, ce qui restreint considérablement le champ de correction, ainsi que la couverture de ciel.

Pour pallier aux problèmes posés par l'anisoplanétisme, de nouveaux systèmes de correction, appelés optiques adaptatives grand champ sont en cours de développement. Ces systèmes permettent d'analyser la turbulence dans le volume, accroissant ainsi le champ de correction. L'utilisation d'étoiles artificielles par ces systèmes permet également d'améliorer la couverture de ciel. Ces techniques diffèrent dans leur mode de fonctionnement, mais le dénominateur commun des optiques adaptatives grand champ est qu'elles requièrent toutes une connaissance précise de la distribution verticale de la turbulence, autrement dit du profil de turbulence en fonction de l'altitude, aussi appelé profil de C_n^2 , que ce soit pour prédire ou optimiser leurs performances.

En ce sens, de nombreux instruments de mesure optique de la turbulence ont été développés. Ils reposent sur une exploitation des deux types de perturbations évoqués, fluctuations de phase et fluctuations d'intensité. Le SLODAR [Wilson(2002)] par exemple, utilise les corrélations des pentes du front d'onde, tandis que le SCIDAR [Avila *et al.*(1997), Fuchs *et al.*(1998), Klückers *et al.*(1998)] utilise les corrélations de la scintillation. Le CO-SLIDAR est une technique récente. Cette méthode d'estimation du profil de C_n^2 découle de la théorie des effets d'anisoplanétisme dans le régime des faibles perturbations [Robert *et al.*(2006)] et des travaux de thèse de Védrenne [Védrenne(2008)]. Elle se base sur l'utilisation conjointe des corrélations des pentes et de la scintillation, mesurées sur une étoile binaire avec un analyseur Shack-Hartmann. Cette technique permet de restituer le profil de C_n^2 du sol jusqu'à une vingtaine de kilomètres d'altitude, avec une haute résolution. Le cadre théorique de cette méthode ainsi que ses premières performances dans des simulations simplifiées sont détaillés dans la thèse de Védrenne [Védrenne(2008)] et les résultats obtenus constituent une validation du principe [Védrenne *et al.*(2007)].

Mon étude s'inscrit dans la continuité de ces travaux et a pour objectif la validation sur le ciel du CO-SLIDAR.

Pour cela, ma démarche a consisté dans un premier temps à reprendre les simulations numériques, pour les adapter au cas concret d'une observation astronomique. Les différentes sources d'erreur sur l'estimation du profil ont été étudiées, en particulier l'impact des bruits de détection. Ceci a conduit à la réécriture du formalisme pour les prendre en compte dans le processus de reconstruction. Ces améliorations ont pu ensuite être implantées numériquement. La reconstruction du profil de C_n^2 par la méthode CO-SLIDAR a pu être comparée à celle issue de d'autres techniques de mesure et une évaluation de l'erreur commise a été proposée. Afin de permettre une démonstration expérimentale du CO-SLIDAR, un banc d'optique a été dimensionné et caractérisé en laboratoire, dans le but d'enregistrer des images Shack-Hartmann et de préparer le traitement des données acquises sur le ciel. Une campagne d'observation a eu lieu à l'Observatoire de la Côte d'Azur, sur le site du plateau de Calern, avec le télescope MeO, pour réaliser l'enregistrement d'images Shack-Hartmann sur étoiles simple et binaire. Les mesures réalisées sur ces images ont permis d'accéder à des données de pentes et de scintillation, dans le but de réaliser une reconstruction du profil de C_n^2 par la technique CO-SLIDAR.

Ce mémoire est organisé comme suit. Le chapitre 1 contient des rappels sur la description de la turbulence atmosphérique. Il détaille la propagation optique à travers la turbulence et le processus de formation des images turbulentes. Il évoque enfin les différents systèmes d'optique adaptative et illustre l'importance du profil de C_n^2 . Dans le chapitre 2, on réalise un état de l'art des différentes techniques de mesure optique de la turbulence. On distingue les instruments fonctionnant sur source simple ou double, ainsi que ceux utilisant les corrélations des pentes

ou de la scintillation. On présente ensuite plus précisément la méthode CO-SLIDAR. On commence par rappeler le principe physique et le formalisme, avant d'expliquer la construction des cartes de corrélation et la formulation du problème sous forme matricielle, qu'on inverse pour accéder à l'estimation du profil turbulent. Le chapitre 3 est une simulation bout-en-bout de la reconstruction du profil de C_n^2 par la méthode CO-SLIDAR, dans le cas d'une observation astronomique. On présente le processus de simulation des images turbulentes, sur lesquelles on réalise des mesures de pentes et de scintillation, pour ensuite estimer leurs corrélations. Le problème direct est alors inversé pour restituer le profil de C_n^2 . Les différentes sources d'erreur affectant la reconstruction sont étudiées. La propagation des bruits de détection sur les mesures de pentes et de scintillation est analysée et des méthodes de prise en compte de ces bruits dans la reconstruction du profil de C_n^2 sont proposées. Les performances de l'instrument sont comparées à celles d'autres techniques de mesure. Enfin on ajoute des barres d'erreur sur le profil de C_n^2 reconstruit. Le chapitre 4 est consacré à la réalisation et aux tests en laboratoire du banc optique d'acquisition. Le dimensionnement de la matrice de microlentilles est justifié. La caméra utilisée est entièrement caractérisée et le banc optique est présenté en détails. Des traitements sont appliqués aux images acquises pour remédier à certaines limitations et des vérifications sont faites sur la mesure de position. Une étude de la propagation des bruits de détection sur les mesures en laboratoire est également réalisée. Le chapitre 5 est dédié à l'expérience sur le ciel et aux résultats obtenus. On présente tout d'abord l'expérience en elle-même avant d'exposer le dépouillement des données expérimentales. Les hypothèses formulées sur la turbulence pour l'établissement du modèle direct sont vérifiées. Les corrélations des pentes et de la scintillation sont estimées à partir des mesures réalisées. Les profils de C_n^2 reconstruits par la méthode CO-SLIDAR sont comparés à des profils de turbulence issus de données météorologiques. On discute finalement du placement du CO-SLIDAR en tant que nouvelle technique de mesure du profil de C_n^2 .



Dessin d'un tourbillon par Léonard de Vinci.

CHAPITRE 1

TURBULENCE ATMOSPHERIQUE ET FORMATION D'IMAGES

Sommaire

1.1 Propriétés de la turbulence atmosphérique	6
1.1.1 Phénomène physique	6
1.1.2 Théorie des cascades d'énergie de Kolmogorov	6
1.1.3 Domaine inertiel	6
1.1.4 Loi d'Obukhov	7
1.1.5 Fluctuations de l'indice de réfraction de l'air	8
1.1.6 Spectre de puissance des fluctuations d'indice de Kolmogorov et de von Kármán	8
1.1.7 Profils de turbulence : modèles et mesures	9
1.2 Propagation à travers l'atmosphère et formation des images	11
1.2.1 Le modèle des écrans de phase	12
1.2.2 Propriétés statistiques du champ dans le cas général	12
1.2.3 Propriétés statistiques du champ en faibles perturbations	13
1.2.4 Représentation de la phase	15
1.2.5 Formation des images en présence de turbulence	19
1.3 Les systèmes d'optique adaptative	20
1.3.1 L'OA classique	21
1.3.2 L'analyseur Shack-Hartmann	22
1.3.3 Les OA grand champ	24
1.3.4 L'importance du profil de C_n^2	29

La turbulence atmosphérique limite de manière considérable la qualité des images obtenues lors d'une observation du ciel depuis la Terre. L'atmosphère terrestre est le siège de fluctuations des grandeurs météorologiques, aboutissant à des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air, qui perturbent la propagation des ondes lumineuses. Ce sont ces perturbations qui conduisent à la dégradation des images. Ces défauts peuvent être corrigés grâce à l'optique adaptative. Des concepts d'optique adaptative grand champ, développés dans le cadre de la course aux très grands télescopes, ont fait émerger de nouveaux besoins en terme de connaissance de la turbulence atmosphérique.

Dans la section 1.1 de ce chapitre on rappelle les notions nécessaires à la description physique et statistique de la turbulence. La section 1.2 est dédiée à la propagation optique à travers la

turbulence et à la formation des images en présence de turbulence. Dans la section 1.3 on détaille le fonctionnement d'un système d'optique adaptative classique, avant de souligner les limitations de ce type de système. Ceci conduit au développement des optiques adaptatives grand champ, qu'on présente succinctement, qui nécessitent une connaissance précise de la turbulence.

1.1 Propriétés de la turbulence atmosphérique

Dans cette section, on décrit les propriétés de la turbulence. Les paragraphes 1.1.1, 1.1.2 et 1.1.3 traitent du phénomène physique et de la description qu'en a fait Kolmogorov, tandis que les paragraphes 1.1.4 et 1.1.5 détaillent le formalisme aboutissant à l'écriture de la fonction de structure des fluctuations d'indice. Le paragraphe 1.1.6 est consacré aux spectres de puissance des fluctuations d'indice. Enfin, le paragraphe 1.1.7 présente la répartition de la turbulence, ainsi que des profils verticaux de cette dernière, issus de modèles ou de l'expérience.

1.1.1 Phénomène physique

L'atmosphère terrestre est formée d'un mélange de gaz en perpétuelle évolution. D'une part, elle est chauffée par le rayonnement solaire, et d'autre part, elle subit des interactions radiatives avec le sol. La température dans l'atmosphère est donc fortement inhomogène. Cela a pour conséquence la formation de masses d'air de densités différentes. Sous l'effet de la gravitation, ces masses d'air sont mises en mouvement et interagissent constamment. Il se crée à leur interface un écoulement turbulent : c'est la formation des couches turbulentes. Ces couches sont caractérisées par des variations locales de température, de pression et d'humidité, qui entraînent des variations locales de l'indice de réfraction de l'air. Ce sont ces fluctuations qui provoquent une perturbation de la propagation des ondes électromagnétiques.

1.1.2 Théorie des cascades d'énergie de Kolmogorov

Kolmogorov [Kolmogorov(1941)] a proposé une description statistique du phénomène de turbulence atmosphérique, à partir de lois d'échelle. Un écoulement turbulent entraîne la formation de grands tourbillons, dont l'énergie cinétique se transmet à des tourbillons de plus en plus petits, sous forme d'une cascade d'énergie, jusqu'à dissipation par frottement visqueux.

1.1.3 Domaine inertiel

Les échelles spatiales pour lesquelles la turbulence est dite pleinement développée et pour lesquelles s'applique le modèle de Kolmogorov définissent le domaine inertiel. Il est borné d'une part par la taille des tourbillons les plus grands, de l'ordre de quelques dizaines de mètres, et d'autre part par la taille des tourbillons les plus petits, de l'ordre de quelques millimètres.

1.1.3.1 L'échelle externe

L'échelle externe L_0 est la grandeur caractérisant la dimension spatiale des plus grands tourbillons. Sa taille influe sur l'amplitude aux basses fréquences spatiales des perturbations de la phase dues à la turbulence. Pour les futurs grands télescopes, dont le diamètre sera de plusieurs dizaines de mètres, l'influence de l'échelle externe devient non négligeable, et l'on a besoin d'accéder à sa mesure. Plusieurs techniques permettent aujourd'hui d'estimer L_0 . Le Generalized Seeing Monitor (GSM) [Martin *et al.*(1994), Agabi *et al.*(1995), Ziad *et al.*(2000)] utilise les

fluctuations de l'angle d'arrivée du front d'onde. L'échelle externe peut également être déduite de données interférométriques [Ziad *et al.*(2004), Maire *et al.*(2006)], ou de données des systèmes d'optique adaptative [Fusco *et al.*(2004)]. Enfin, le Monitor of Outer Scale Profile (MOSP) permet d'accéder à des profils d'échelle externe en fonction de l'altitude [Maire *et al.*(2007a), Maire *et al.*(2007b)], [Ziad *et al.*(2009)], à partir des corrélations des fluctuations de l'angle d'arrivée du front d'onde mesurées sur des images du bord lunaire. La valeur typique de l'échelle externe est généralement de l'ordre de quelques dizaines de mètres.

1.1.3.2 L'échelle interne

L'échelle interne l_0 correspond à la dimension spatiale de dissipation de l'énergie cinétique par viscosité. Des études proposent des techniques permettant d'accéder à sa valeur. Certaines utilisent les fluctuations de l'angle d'arrivée [Consortini(1976), Consortini *et al.*(1980)], d'autres les fluctuations d'intensité [Hill(1992), Thiermann et Grassl(1992), Bruin *et al.*(2002)]. Il est également possible d'estimer l_0 à partir de l'effet de balayage d'un faisceau laser [Consortini *et al.*(1987), Consortini et O'Donnell(1993), Consortini et O'Donnell(1993)]. Enfin, il existe des techniques hybrides utilisant conjointement fluctuations de phase et d'intensité [Consortini *et al.*(2003)]. La valeur typique de l'échelle interne est généralement de l'ordre de quelques millimètres.

1.1.4 Loi d'Obukhov

On suppose le milieu en écoulement homogène et isotrope, c'est à dire que les propriétés statistiques d'une variable aléatoire sont les mêmes dans les trois directions de l'espace et que l'écart entre les valeurs prises par cette grandeur en différents points ne dépend que de leur séparation et non pas de leur position. En régime stationnaire, on peut alors décrire le comportement statistique d'une variable aléatoire telle que les fluctuations de température, s'écrivant :

$$\delta T(\mathbf{r}) = T(\mathbf{r}) - \langle T(\mathbf{r}) \rangle, \quad (1.1)$$

par sa fonction de structure, définissant la variance des fluctuations de température entre deux points :

$$D_T(\boldsymbol{\rho}) = \langle [\delta T(\mathbf{r}) - \delta T(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho})]^2 \rangle, \quad (1.2)$$

où \mathbf{r} désigne la position, $\boldsymbol{\rho}$ un écart spatial et $\langle \rangle$ une moyenne d'ensemble. Obukhov [Obukhov(1949)] a montré que dans le domaine inertiel, et pour D_T ne dépendant que du module de $\boldsymbol{\rho}$, D_T pouvait s'écrire :

$$D_T(\boldsymbol{\rho}) = C_T^2 \rho^{2/3}, \quad (1.3)$$

où C_T^2 est la constante de structure des fluctuations de température. On peut écrire de la même façon la fonction de structure des fluctuations d'humidité D_Q :

$$D_Q(\boldsymbol{\rho}) = C_Q^2 \rho^{2/3}, \quad (1.4)$$

où C_Q^2 est la constante de structure des fluctuations d'humidité, ainsi que celle du couplage entre température et humidité D_{TQ} :

$$D_{TQ}(\boldsymbol{\rho}) = C_{TQ}^2 \rho^{2/3}. \quad (1.5)$$

1.1.5 Fluctuations de l'indice de réfraction de l'air

L'indice de réfraction n dépend de la température T , de la pression P et de l'humidité Q . Dans l'atmosphère, la pression variant peu, on peut écrire les fluctuations de n de la manière suivante :

$$\delta n = A(\lambda, T, P, Q) \delta T + B(\lambda, T, P, Q) \delta Q, \quad (1.6)$$

à la longueur d'onde λ . Ces fluctuations peuvent également s'exprimer ainsi :

$$\delta n(\mathbf{r}) = n(\mathbf{r}) - \langle n(\mathbf{r}) \rangle. \quad (1.7)$$

La fonction de structure de ces fluctuations donne :

$$D_n(\boldsymbol{\rho}) = \langle [\delta n(\mathbf{r}) - \delta n(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho})]^2 \rangle. \quad (1.8)$$

Dans le modèle de Kolmogorov et dans le domaine inertiel, en utilisant les équations 1.6, 1.3 et 1.4, on peut montrer que D_n suit également une loi d'Obukhov, telle que :

$$D_n(\boldsymbol{\rho}) = C_n^2 \rho^{2/3}. \quad (1.9)$$

Cette équation fait apparaître une grandeur qui va occuper une place centrale dans la suite de ce mémoire : le C_n^2 , qui est la constante de structure des fluctuations de l'indice de réfraction. Le C_n^2 dépend de l'altitude considérée et caractérise localement la force de la turbulence. Dans un modèle en couches, chaque couche va donc pouvoir être caractérisée par une valeur de C_n^2 . On parlera de profil de C_n^2 ou de profil de turbulence, lorsqu'on souhaitera représenter la force de cette dernière en fonction de l'altitude.

1.1.6 Spectre de puissance des fluctuations d'indice de Kolmogorov et de von Kármán

La densité spectrale des fluctuations de l'indice de réfraction W_n se déduit de la fonction de structure des fluctuations par une simple transformée de Fourier, en utilisant le théorème de Wiener-Khinchine [Tatarski(1961), Tatarski(1971)]. Dans le modèle de Kolmogorov, on a l'expression suivante, pour une couche turbulente à l'altitude h :

$$W_n^h(\mathbf{f}) = 0,033 (2\pi)^{-2/3} C_n^2(h) f^{-11/3}, \quad (1.10)$$

où $f = |\mathbf{f}|$ désigne le module de \mathbf{f} , le vecteur des fréquences spatiales, tel que $f \in [L_0^{-1}; l_0^{-1}]$, domaine dont les bornes découlent directement du domaine inertiel. La définition de ce spectre est donc restreinte au domaine inertiel et diverge en $f = 0$. Afin de tenir compte des influences de L_0 et l_0 , on introduit le spectre de puissance de von Kármán modifié [von Kármán(1948), Tatarski(1961), Tatarski(1971)], qui s'étend au-delà du domaine inertiel :

$$W_n^h(\mathbf{f}) = 0,033 (2\pi)^{-2/3} C_n^2(h) \left(f^2 + \frac{1}{L_0^2} \right)^{-11/6} e^{-\left(\frac{2\pi l_0}{5,91} f \right)^2}. \quad (1.11)$$

Des exemples de l'allure de ce spectre pour différentes valeurs de L_0 et l_0 sont représentés sur la figure 1.1. L'échelle externe a pour effet d'atténuer l'énergie aux basses fréquences spatiales, tandis que l'échelle interne atténue l'énergie aux hautes fréquences spatiales. C'est ce spectre qui sera utilisé dans la suite de ce mémoire.

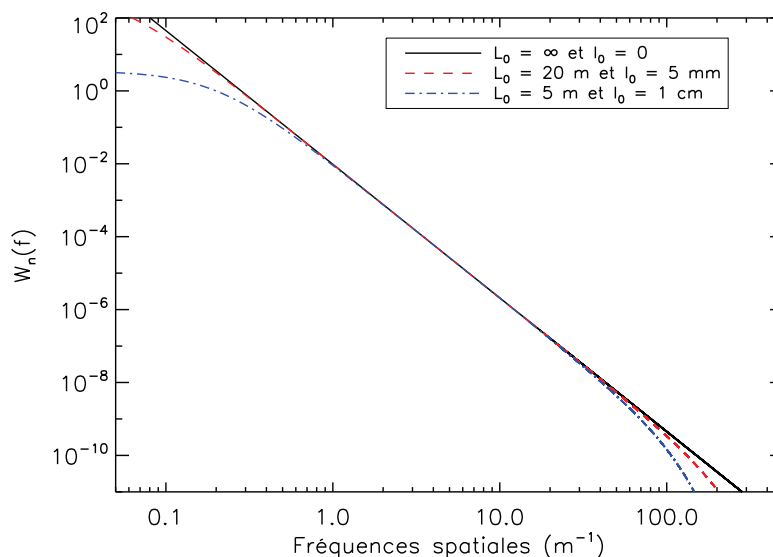


Figure 1.1 – Densités spectrales des fluctuations d’indice pour un C_n^2 unité et différentes valeurs de L_0 et l_0 , dans le modèle de von Kármán.

1.1.7 Profils de turbulence : modèles et mesures

1.1.7.1 Répartition de la turbulence

On peut considérer l’atmosphère comme stratifiée, la turbulence se répartit en couches de plusieurs centaines de mètres. La turbulence est nettement plus forte au sol et sur les premiers kilomètres, et quelques couches se situent en altitude. Ces tendances sont confirmées par les différentes campagnes de tests de sites astronomiques, même si on observe des différences sur la force et l’altitude des principales couches en fonction des sites étudiés [Vernin et Munoz-Tunon(1992), Vernin et Munoz-Tunon(1994), Agabi *et al.*(2006)]. On peut finalement considérer que la turbulence se décompose en deux zones :

- **la couche limite atmosphérique (CLA)** : cette zone s’étend du sol jusqu’au premier kilomètre d’altitude environ. La turbulence, qui dans cette zone dépend très largement des interactions avec le sol, y est généralement très forte et également très variable en fonction du site et des conditions météorologiques. Le C_n^2 peut y varier sur des échelles de quelques heures voire quelques minutes. Près du sol, on distingue la couche limite de surface (CLS), limitée à quelques dizaines de mètres. Sous l’effet du rayonnement solaire, le sol accumule de l’énergie dans la journée, qu’il restitue la nuit. Il se crée un gradient vertical de température, car le sol se refroidit plus vite que l’air, qui influe fortement sur le C_n^2 au voisinage du sol.
- **l’atmosphère libre** : l’atmosphère libre correspond à la zone au dessus de la CLA. La turbulence y est relativement indépendante des interactions avec le sol, elle est plutôt liée à des phénomènes à grande échelle, à la rencontre de masses d’air de température différentes. Les couches turbulentes sont localisées jusque dans les vingt premiers kilomètres d’altitude, dans la troposphère et une petite partie de la stratosphère. La turbulence est beaucoup plus faible que dans la CLA, mais reste significative. Ce sont des effets de cisaillement de

vent qui sont responsables des valeurs les plus élevées de C_n^2 .

1.1.7.2 Modèles de profils de turbulence

Il existe dans la littérature des modèles pour déduire des profils moyens de C_n^2 en fonction de l'altitude h . En ce qui concerne l'atmosphère libre, on utilise le profil paramétrique de Hufnagel [Hufnagel(1974)]. Dans la CLA, on utilise des modèles météorologiques utilisant des lois de similitude de Monin-Obukhov [Monin et Obukhov(1954)]. Ces lois dépendent de la valeur de C_n^2 au sol et de la stabilité de la turbulence, avec une décroissance en $h^{-2/3}$ pour les cas stables (cas nocturne) et une décroissance en $h^{-4/3}$ pour les cas instables (cas diurne). La figure 1.2 illustre un cas de raccordement du profil de Hufnagel aux lois de similitude, pour un cas stable et un C_n^2 au sol de $10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$.

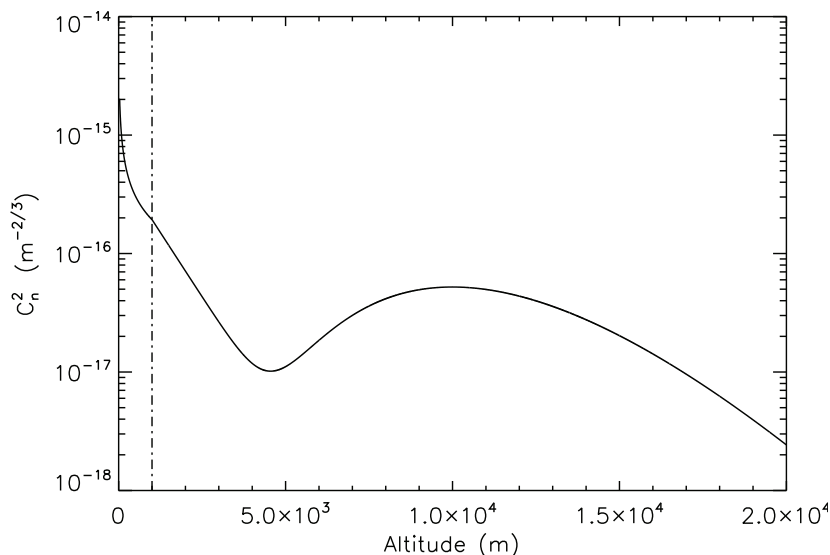


Figure 1.2 – Profil de Hufnagel raccordé aux lois de similitude, cas stable. La ligne en pointillés indique la séparation entre CLA et atmosphère libre.

1.1.7.3 Techniques de mesure à partir des grandeurs météorologiques

Le C_n^2 dépend des grandeurs météorologiques, que sont la pression, la température, et l'humidité. Comme on l'a déjà rappelé précédemment, dans l'atmosphère, la pression varie peu par rapport à la température et à l'humidité. Par ailleurs, dans le domaine de la lumière visible, les fluctuations d'humidité ont un effet négligeable et on peut considérer seulement les fluctuations de température. On peut alors montrer qu'il existe une relation directe entre la constante de structure des fluctuations de température C_T^2 et le C_n^2 , en fonction de l'altitude h [Tatarski(1971)] :

$$C_n^2(h) = \left[\frac{80P(h)}{T^2(h)} 10^{-6} \right]^2 C_T^2(h). \quad (1.12)$$

A l'aide d'une sonde thermique installée dans un ballon, mesurant les fluctuations de température, on peut donc remonter au profil de C_n^2 [Bufton *et al.*(1972), Bufton(1973b), Bufton(1973a), Azouit et Vernin(2005)]. La figure 1.3 montre des exemples de profils de C_n^2 obtenus par ballon-sonde à l'Observatoire de Haute-Provence.

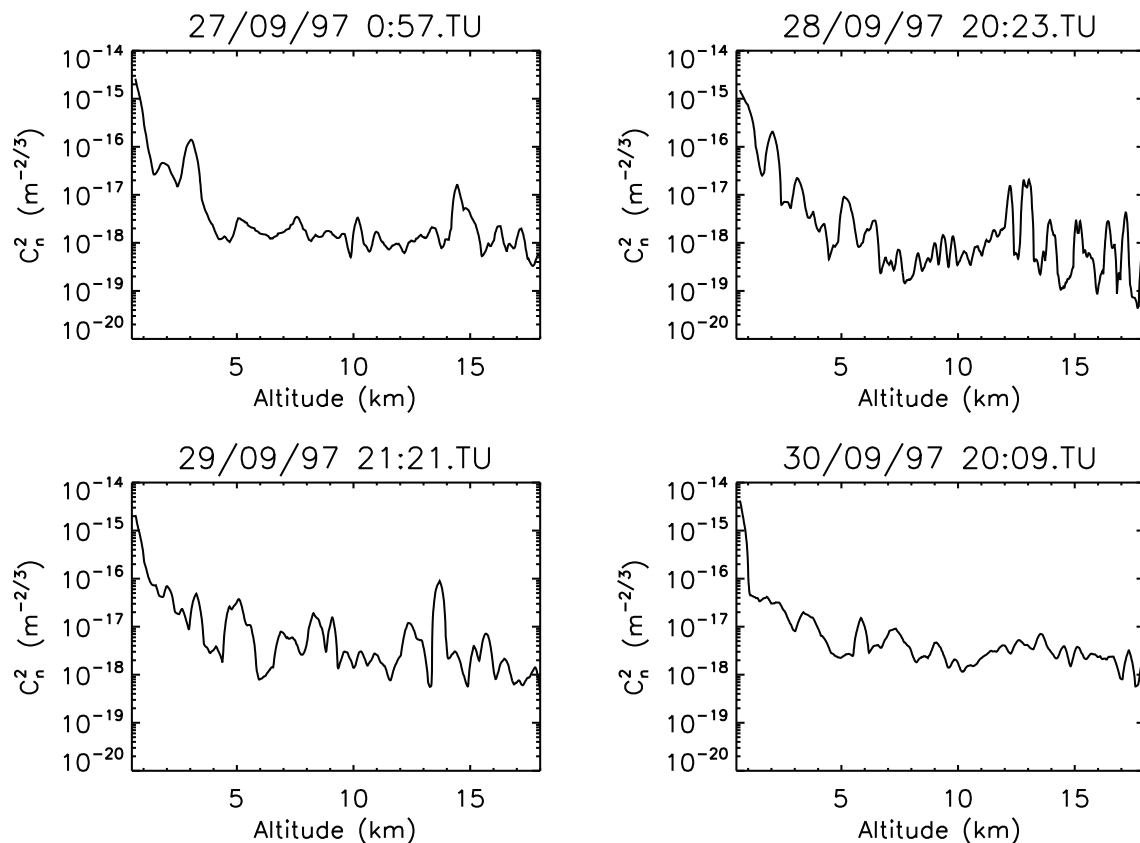


Figure 1.3 – Profils de C_n^2 mesurés par ballon-sonde à l'Observatoire de Haute-Provence.

L'avantage principal de la mesure par ballon est sa résolution en altitude, de l'ordre de quelques mètres. En revanche, la mesure est soumise à la vitesse du porteur de sonde. Ainsi, du fait de l'élévation lente du ballon, la méthode n'est pas sensible à l'évolution temporelle des propriétés statistiques de la turbulence lors de l'ascension. De plus, cette technique reste très coûteuse car le matériel ne peut pas être récupéré à l'issue de l'expérience. Si le ballon-sonde est un instrument adéquat pour le test de sites, il est en revanche inadapté pour un suivi de mesure sur le long terme ou encore une estimation en temps réel de la turbulence.

Des méthodes de mesure optique du profil de turbulence, plus adaptées aux observations astronomiques, ont été développées. Ces techniques feront l'objet du chapitre 2.

1.2 Propagation à travers l'atmosphère et formation des images

Cette section s'intéresse à la propagation optique à travers l'atmosphère ainsi qu'au principe de formation des images en présence de turbulence. Dans le paragraphe 1.2.1, on décrit le

formalisme de propagation d'écrans de phase, afin de se pencher sur les propriétés du champ électromagnétique, dans le cas général dans le paragraphe 1.2.2 et dans l'approximation des faibles perturbations dans le paragraphe 1.2.3. Le paragraphe 1.2.4 détaille la méthode de représentation de la phase à partir de la base des polynômes de Zernike. Le paragraphe 1.2.5 présente le principe de la formation des images.

1.2.1 Le modèle des écrans de phase

Afin d'étudier les effets de la turbulence sur la propagation d'une onde électromagnétique, on utilise le principe de la décomposition en écrans de phase. On décompose le volume turbulent en une succession de couches turbulentes. L'épaisseur de ces couches doit être suffisamment fine pour pouvoir négliger les effets diffractifs à l'intérieur de la couche, mais grande devant la longueur de corrélation des inhomogénéités de l'indice. C'est l'hypothèse de couche mince. Lors de la propagation, le déphasage induit par chaque couche est modélisé par un écran de phase. Entre deux écrans, on suppose que l'onde se propage dans un milieu d'indice de réfraction n constant.

On se place dans le cas de l'observation d'une onde plane monochromatique, de longueur d'onde λ , issue d'une étoile située au zénith, c'est à dire dans le cas d'un front d'onde horizontal se propageant vers le bas, dans la direction d'un observateur situé au sol. On décrit ici le formalisme dans le cas d'une seule couche turbulente, située à l'altitude h et d'épaisseur δh . A l'entrée de la couche turbulente l'amplitude complexe de la perturbation vaut :

$$\Psi_{h+\delta h}(\mathbf{r}) = 1, \quad (1.13)$$

où \mathbf{r} représente le vecteur position dans le plan transverse à la propagation.

Dans l'approximation de champ proche, on peut calculer les effets des inhomogénéités de l'indice, qui introduisent alors un simple déphasage :

$$\varphi_h(\mathbf{r}) = k \int_h^{h+\delta h} \delta n(\mathbf{r}, l) dl, \quad (1.14)$$

avec $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. L'amplitude complexe en sortie de la couche à l'altitude h est alors :

$$\Psi_h(\mathbf{r}) = e^{i\varphi_h(\mathbf{r})}. \quad (1.15)$$

Finalement, le champ formé au niveau du sol s'écrit selon la théorie de Fresnel :

$$\Psi_0(\mathbf{r}) = \Psi_h(\mathbf{r}) * \frac{1}{i\lambda h} e^{i\pi \frac{r^2}{\lambda h}}, \quad (1.16)$$

où $r = |\mathbf{r}|$ et $*$ représente l'opérateur de convolution. Ce formalisme peut être étendu à des couches turbulentes multiples [Roddi(1981)], mais ne sera pas exposé ici.

1.2.2 Propriétés statistiques du champ dans le cas général

1.2.2.1 Fonction de cohérence spatiale du champ propagé

Les propriétés statistiques du champ propagé Ψ_0 peuvent être décrites par sa fonction de cohérence spatiale B_{Ψ_0} , qui représente la perte de cohérence spatiale de l'onde induite par sa propagation à travers le milieu turbulent. Elle s'écrit :

$$B_{\Psi_0}(\boldsymbol{\rho}) = \langle \Psi_0(\mathbf{r}) \Psi_0^*(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}) \rangle. \quad (1.17)$$

En généralisant cette expression au cas d'une répartition continue de la turbulence, on montre que :

$$B_{\Psi_0}(\rho) = e^{-\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{5/3}}, \text{ avec } \rho_0 = \left(1,46k^2 \int_0^H C_n^2(h) dh\right)^{-3/5}, \quad (1.18)$$

où $\rho = |\rho|$ et $C_n^2(h)$ représente le C_n^2 à l'altitude h . On voit ici apparaître une grandeur ρ_0 qui est la longueur de cohérence du champ.

1.2.2.2 Paramètre de Fried

En imagerie, on utilise une expression de la covariance du champ qui fait apparaître une grandeur caractéristique, appelée paramètre de Fried [Fried(1966a)] et notée r_0 . Le paramètre de Fried est défini comme le diamètre équivalent d'un télescope de diamètre infini dont les performances seraient limitées par les effets de turbulence.

$$B_{\Psi_0}(\rho) = e^{-3,44\left(\frac{\rho}{r_0}\right)^{5/3}}, \text{ avec } r_0 = \left(0,423k^2 \int_0^H C_n^2(h) dh\right)^{-3/5}. \quad (1.19)$$

On peut associer à r_0 une quantité appelée seeing, notée S , définissant la résolution angulaire d'un tel télescope :

$$S = 0,98 \frac{\lambda}{r_0}. \quad (1.20)$$

Le paramètre de Fried correspond finalement à la force globale de la turbulence, puisqu'on intègre le C_n^2 sur toute la ligne de visée. On notera la forte chromaticité de ce paramètre, proportionnel à $\lambda^{6/5}$.

Pour une observation à un angle zénithal ζ , l'expression de r_0 devient :

$$r_0 = \left(0,423 k^2 \frac{1}{\cos \zeta} \int_0^H C_n^2(h) dh\right)^{-3/5}. \quad (1.21)$$

1.2.3 Propriétés statistiques du champ en faibles perturbations

1.2.3.1 Fluctuations de phase et d'amplitude

En utilisant la décomposition en écrans de phase, on a vu que le champ propagé s'écrivait selon l'équation 1.16. On suppose maintenant que le déphasage subit par l'onde est faible, on se place donc dans l'approximation des faibles perturbations. Cette hypothèse est généralement vérifiée dans le cas d'une observation astronomique. On a alors :

$$\varphi_h(\mathbf{r}) \ll 1, \quad (1.22)$$

d'où :

$$\Psi_h(\mathbf{r}) = e^{i\varphi_h(\mathbf{r})} \simeq 1 + i\varphi_h(\mathbf{r}). \quad (1.23)$$

On peut alors montrer que l'amplitude complexe au sol devient :

$$\Psi_0(\mathbf{r}) = 1 + \epsilon(\mathbf{r}), \quad (1.24)$$

où $\epsilon(\mathbf{r})$ s'écrit :

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \varphi_h(\mathbf{r}) * \frac{1}{\lambda h} e^{i\pi \frac{r^2}{\lambda h}}. \quad (1.25)$$

ϵ est un terme complexe, exprimé tel que :

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \chi(\mathbf{r}) + i\varphi(\mathbf{r}). \quad (1.26)$$

Sa partie réelle vaut :

$$\chi(\mathbf{r}) = \varphi_h(\mathbf{r}) * \frac{1}{\lambda h} \cos\left(\pi \frac{r^2}{\lambda h}\right), \quad (1.27)$$

elle représente les fluctuations relatives du module $|\Psi(\mathbf{r})|$, aussi appelées fluctuations du log-amplitude. Sa partie imaginaire :

$$\varphi(\mathbf{r}) = \varphi_h(\mathbf{r}) * \frac{1}{\lambda h} \sin\left(\pi \frac{r^2}{\lambda h}\right), \quad (1.28)$$

représente les fluctuations de la phase.

1.2.3.2 Densités spectrales de puissance

Pour étudier les propriétés spatiales du champ en faibles perturbations, il est commode d'exprimer les densités spectrales de puissance de χ et de φ . Elles peuvent être obtenues à partir de la décomposition en écrans de phase, en supposant les couches suffisamment fines pour négliger les effets diffractifs, mais suffisamment épaisses en regard de la longueur de corrélation des fluctuations d'indice, et en généralisant à un cas continu de turbulence. On note W_χ le spectre de puissance des fluctuations du log-amplitude, W_φ celui des fluctuations de la phase, ce qui donne :

$$W_\chi(\mathbf{f}) = k^2 \int_0^H W_n^h(\mathbf{f}) \sin^2(\pi h \lambda f^2) dh, \quad (1.29)$$

$$W_\varphi(\mathbf{f}) = k^2 \int_0^H W_n^h(\mathbf{f}) \cos^2(\pi h \lambda f^2) dh. \quad (1.30)$$

$W_n^h(\mathbf{f})$ est le spectre des fluctuations d'indice dans le modèle de von Kármán, donné par l'équation 1.11, pour une couche située à l'altitude h . La propagation se fait ici de $h = H$ à $h = 0$. A partir de ces spectres, on peut respectivement définir les variances de χ et de φ dans l'approximation des faibles perturbations, qu'on note σ_χ^2 et σ_φ^2 :

$$\sigma_\chi^2 = k^2 \int_0^H \int_0^\infty 2\pi f W_n^h(\mathbf{f}) \sin^2(\pi h \lambda f^2) df dh, \quad (1.31)$$

$$\sigma_\varphi^2 = k^2 \int_0^H \int_0^\infty 2\pi f W_n^h(\mathbf{f}) \cos^2(\pi h \lambda f^2) df dh. \quad (1.32)$$

σ_χ^2 est peu sensible à l'influence de l'échelle externe L_0 . Pour un spectre de Kolmogorov, c'est à dire pour une échelle externe infinie, la variance de χ peut s'exprimer sous cette forme :

$$\sigma_\chi^2 = 0,5631 k^{7/6} \int_0^H C_n^2(h) h^{5/6} dh, \quad (1.33)$$

qui correspond à l'approximation de Rytov. Cette expression fait apparaître la contribution dominante des couches d'altitude aux fluctuations du log-amplitude, à cause du terme $h^{5/6}$, ainsi que le chromatisme de σ_χ^2 , qui croît quand λ diminue.

1.2.3.3 Densités de probabilité

Ici encore on se place dans le domaine des faibles perturbations. La fonction densité de probabilité des fluctuations de la phase est une gaussienne centrée en 0, de variance σ_φ^2 .

Dans la suite de ce mémoire, on s'intéressera plus aux fluctuations d'intensité qu'à celle du log-amplitude. Au sol, l'éclairement est donné par :

$$I = |\Psi_0|^2 = |Ae^\epsilon|^2 = I_0 e^{2\chi} \simeq I_0 (1 + 2\chi), \quad (1.34)$$

Les fluctuations d'intensité normalisées δI sont définies par :

$$\delta I = \frac{I - \langle I \rangle}{\langle I \rangle}, \quad (1.35)$$

d'où, d'après les équations 1.34 et 1.35 :

$$\delta I = 2\chi, \quad (1.36)$$

et :

$$\sigma_{\delta I}^2 = 4\sigma_\chi^2. \quad (1.37)$$

Dans le régime des faibles perturbations, χ est une variable aléatoire gaussienne, de moyenne $\langle \chi \rangle$ et de variance σ_χ^2 . Par conséquent, I suit une loi log-normale, de densité de probabilité :

$$P(I) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}\sigma_\chi I} e^{-\left[\frac{(\ln(\frac{I}{\langle I \rangle}) - 2\langle \chi \rangle)^2}{8\sigma_\chi^2} \right]}. \quad (1.38)$$

Par ailleurs, la conservation de l'énergie implique que $\langle \chi \rangle = -\sigma_\chi^2$ [Fried(1966b)]. La figure 1.4 présente l'allure d'une distribution log-normale de I , pour différentes valeurs de σ_χ^2 , avec $\langle I \rangle = 1$. Cependant, la distribution log-normale de l'intensité n'est qu'une approximation, et quand la force des perturbations augmente, la statistique de l'intensité s'en éloigne. On verra notamment cet effet lorsqu'on traitera des données expérimentales d'intensité, dans le paragraphe 5.2.3.2.

Dans la suite de ce mémoire, on supposera toujours l'hypothèse des faibles perturbations vérifiée, et ce pour tous les calculs. Généralement, on considère que ce domaine correspond à $\sigma_\chi^2 < 0,3$, soit $\sigma_{\delta I}^2 < 1,2$.

1.2.4 Représentation de la phase

1.2.4.1 La base des polynômes de Zernike

Pour étudier les propriétés de la phase de l'onde, on décompose généralement cette dernière sur une base discrète de modes. La plus couramment utilisée en optique adaptative est la base des polynômes de Zernike. Cette base est particulièrement bien adaptée, car elle est définie sur un support circulaire plein. Par ailleurs, elle est orthonormée, et les premiers modes de Zernike correspondent aux aberrations optiques les plus courantes, qui sont le tip-tilt, la défocalisation, l'astigmatisme, la coma et l'aberration sphérique. Enfin, elle permet de décrire de manière caractéristique les propriétés statistiques de la phase turbulente.

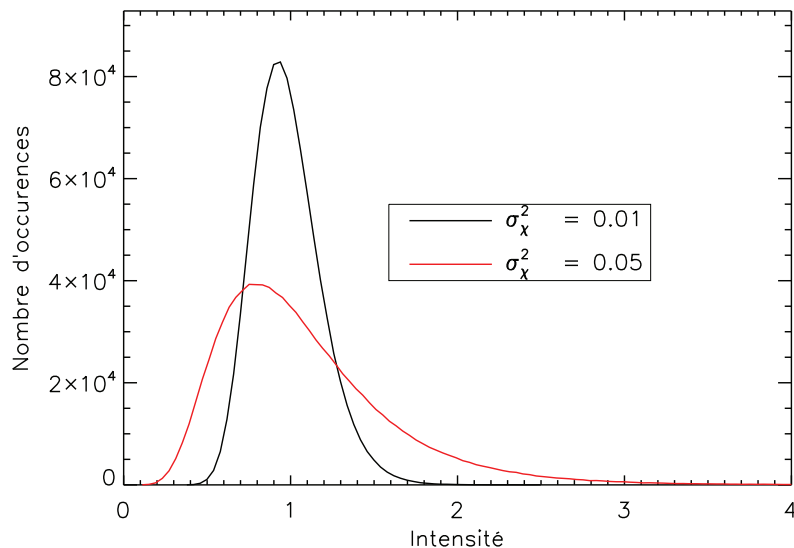


Figure 1.4 – Distributions log-normale d'intensité pour différentes valeurs de σ_χ^2 et $\langle I \rangle = 1$.

Les polynômes de Zernike, notés Z_i , où l'indice i est une fonction du degré radial n et du degré azimutal m s'écrivent ainsi :

$$\begin{aligned} Z_i \text{ pair} &= \sqrt{n+1} R_n^m(r) \sqrt{2} \cos(m\theta) && \text{pour } m \neq 0, \\ Z_i \text{ impair} &= \sqrt{n+1} R_n^m(r) \sqrt{2} \sin(m\theta) && \text{pour } m \neq 0, \\ Z_i &= \sqrt{n+1} R_n^0(r) && \text{pour } m = 0, \end{aligned} \quad (1.39)$$

avec :

$$R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{n-m/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! \left[\frac{(n+m)}{2} - s\right]! \left[\frac{(n-m)}{2} - s\right]!} r^{(n-2s)}. \quad (1.40)$$

Les polynômes de Zernike forment une base orthonormée, on peut donc écrire :

$$\frac{1}{\pi} \int_S Z_i(\mathbf{r}) Z_j(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \delta_{i,j}. \quad (1.41)$$

Les premiers modes de Zernike sont représentés sur la figure 1.5.

1.2.4.2 Décomposition de la phase sur la base des polynômes de Zernike

La décomposition de la phase sur la base des polynômes de Zernike donne :

$$\varphi(r) = \sum_{i=1}^{+\infty} a_i Z_i(r), \quad (1.42)$$

où les a_i sont les coefficients de décomposition, appelés coefficients de Zernike.

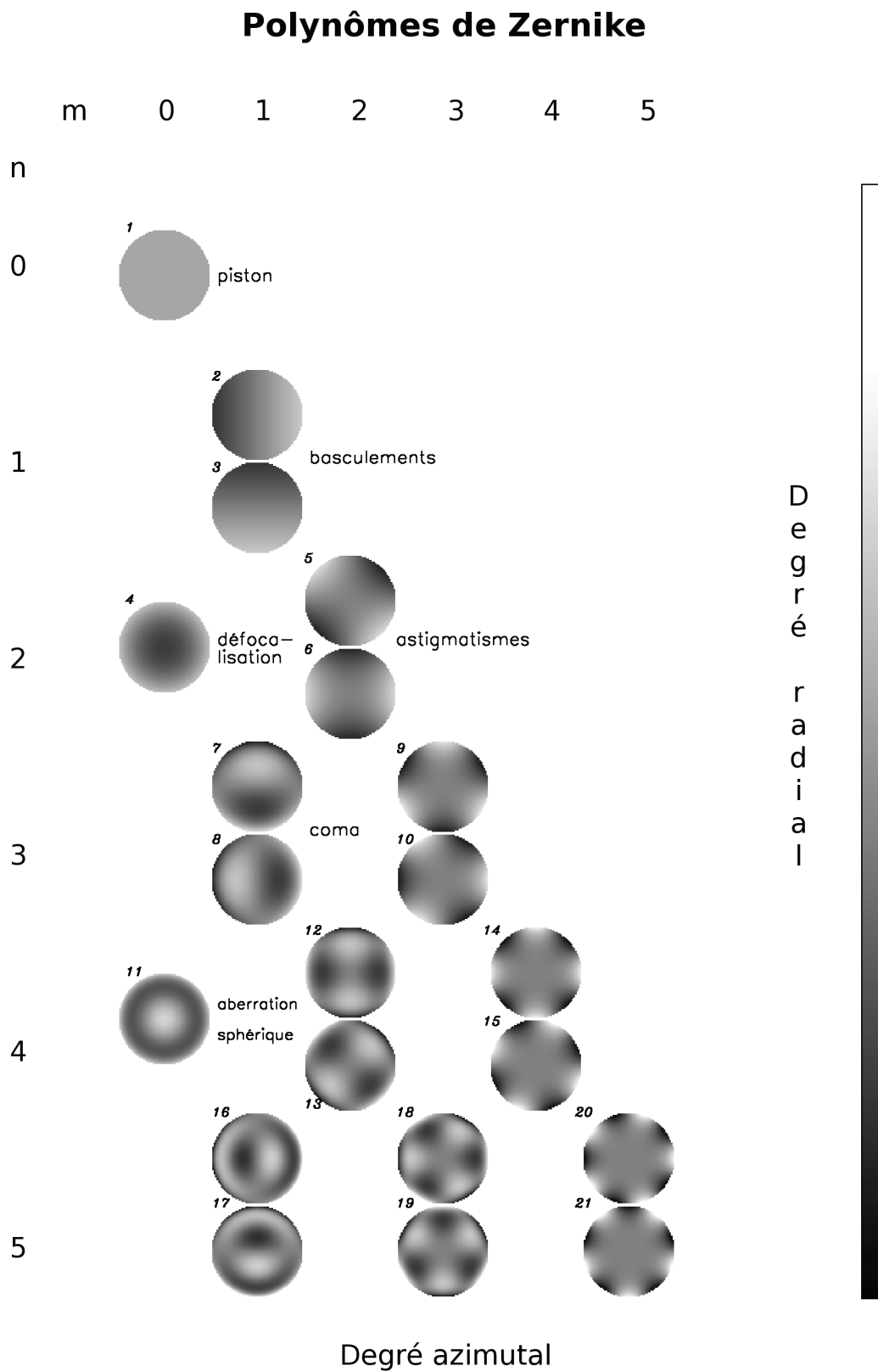


Figure 1.5 – Représentation des premiers modes de Zernike, en fonction de l'ordre radial n et de l'ordre azimuthal m .

Noll [Noll(1976)] a étudié les propriétés statistiques des a_i . Il a notamment montré que la variance d'un coefficient a_i , notée $\sigma_{a_i}^2$, ne dépendait que de son ordre radial n :

$$\sigma_{a_i}^2 = 2,2698 (n + 1) \frac{\Gamma\left(n - \frac{5}{6}\right)}{\left[\Gamma\left(\frac{17}{6}\right)\right]^2 \Gamma\left(n + \frac{23}{6}\right)} \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3}. \quad (1.43)$$

D représente le diamètre du télescope, r_0 est le paramètre de Fried, et Γ est la fonction Γ d'Euler. La figure 1.6 représente la variance des premiers coefficients de Zernike, pour un rapport $\frac{D}{r_0} = 1$. Il existe un développement asymptotique de cette équation, pour n grand [Conan(1994)] :

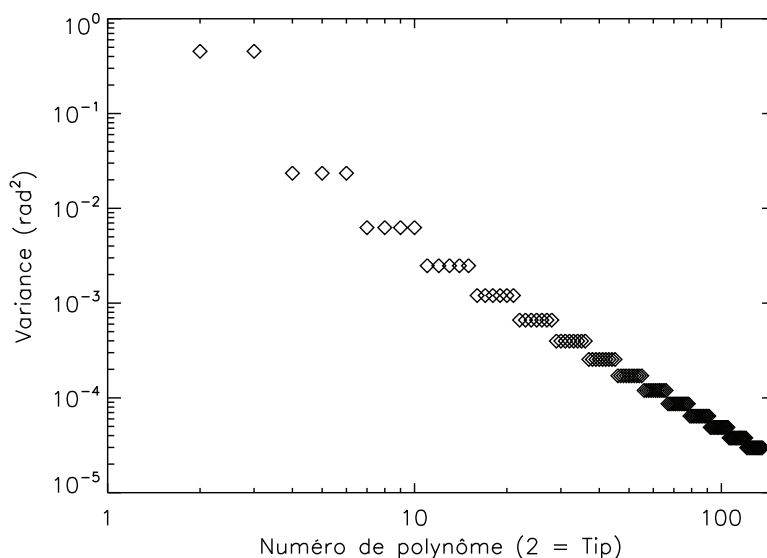


Figure 1.6 – Variances des premiers coefficients de Zernike en fonction de leur numéro i , pour $\frac{D}{r_0} = 1$.

$$\sigma_{a_i}^2 \simeq 0,7632 (n + 1)^{-11/3} \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3}. \quad (1.44)$$

La variance de la phase s'écrit simplement en fonction de la variance des a_i :

$$\sigma_{\varphi}^2 = \sum_{i=1}^{\infty} \sigma_{a_i}^2. \quad (1.45)$$

En tenant compte des effets d'échelle externe, dans le modèle de von Kármán, il est possible de représenter la variance des a_i modifiée, d'après les formules de Chassat [Chassat(1992)], faisant apparaître le rapport $\frac{D}{L_0}$. La figure 1.7 compare les variances des a_i moyennées par ordre radial, avec et sans effet d'échelle externe, pour $L_0 = 20$ m et $L_0 = 5$ m et $D = 1$ m. On constate que l'échelle externe a pour effet d'atténuer les variances des bas ordres radiaux, correspondant aux basses fréquences spatiales. Cette atténuation dépend du rapport $\frac{D}{L_0}$, elle est d'autant plus importante que L_0 est petite devant D .

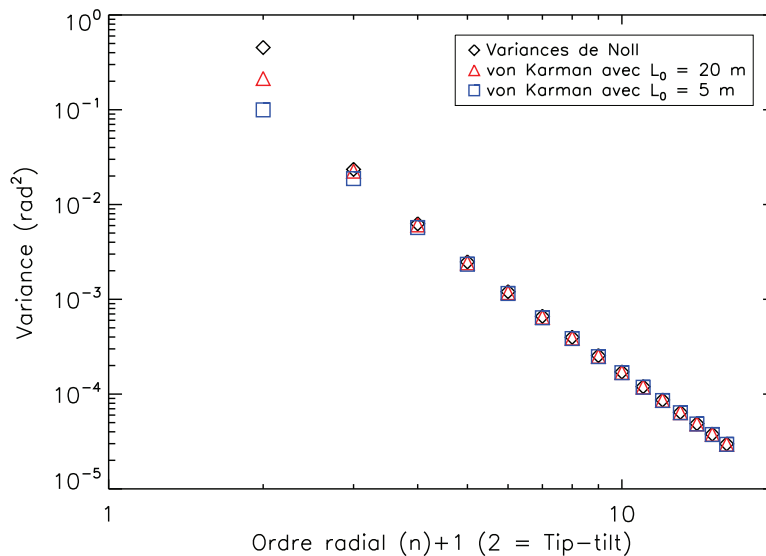


Figure 1.7 – Variances des a_i moyennées par ordre radial, avec et sans effet d'échelle externe, pour $\frac{D}{r_0} = 1$ et $D = 1$ m.

1.2.5 Formation des images en présence de turbulence

1.2.5.1 Rappel sur la formation des images

On commence par rappeler l'expression de la fonction d'étalement de point (FEP) ou point spread function (PSF) en anglais. Elle est définie comme le module carré de la transformée de Fourier (TF) du champ Ψ dans la pupille, où \mathcal{P} représente la fonction pupille, valant 1 dans la pupille et 0 partout ailleurs.

$$FEP(\mathbf{r}) = |\text{TF}[\Psi(\mathbf{r})\mathcal{P}(\mathbf{r})]|^2. \quad (1.46)$$

La FEP correspond à l'image fournie par le système d'un point source à l'infini. On peut également définir la fonction de transfert optique (FTO), correspondant à la transformée de Fourier de la FEP :

$$FTO = \text{TF}(FEP). \quad (1.47)$$

Elle peut également être exprimée comme l'autocorrélation de la fonction pupille. Elle peut être interprétée comme un filtre passe-bas, de fréquence de coupure $\frac{D}{\lambda}$.

Ainsi, en l'absence de turbulence, la FEP obtenue lors de l'observation d'une étoile par un télescope de diamètre D à la longueur d'onde λ est une tâche d'Airy, de largeur à mi-hauteur $\frac{\lambda}{D}$, définissant la résolution angulaire théorique du système. La figure 1.8 en est une illustration.

L'image i d'une source étendue est quant à elle définie comme la convolution de l'objet o par la FEP du système optique.

$$i = FEP * o. \quad (1.48)$$

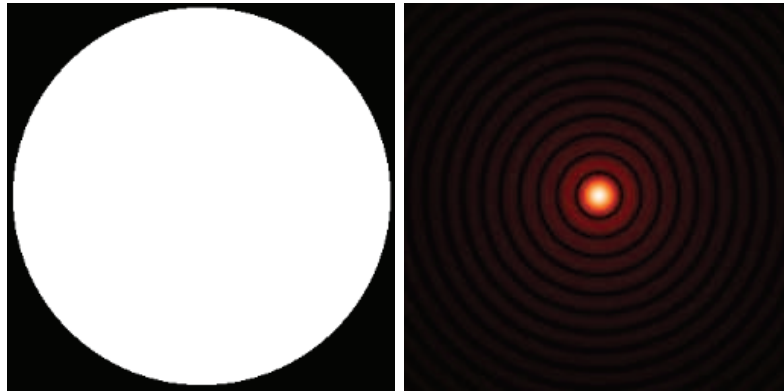


Figure 1.8 – Représentation graphique de la fonction pupille et FEP associée, de largeur caractéristique $\frac{\lambda}{D}$.

1.2.5.2 Images turbulentes

En présence de turbulence, la FEP du système n'est plus une tâche d'Airy. A la place, on obtient une figure de tavelures (speckles en anglais), de taille caractéristique $\frac{\lambda}{D}$. Ce sont des réseaux de franges d'interférences constructives et destructives aléatoirement superposés, induits par les fluctuations de la phase turbulente dans la pupille, qui se répartissent dans une zone de taille caractéristique $\frac{\lambda}{r_0}$. En moyennant un grand nombre d'images, on obtient une image longue pose, de largeur à mi-hauteur $\frac{\lambda}{r_0}$. La figure 1.9 illustre la perte de résolution associée à la turbulence.

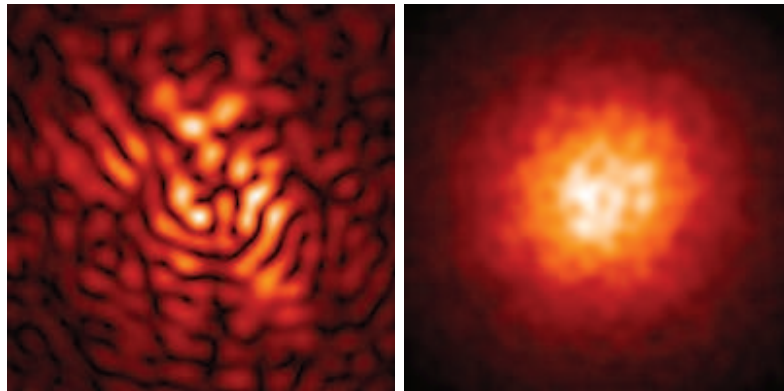


Figure 1.9 – Exemples de FEP courte pose (à gauche) et longue pose (à droite), en présence de turbulence, pour un rapport $\frac{D}{r_0} = 10$.

1.3 Les systèmes d'optique adaptative

Cette dernière section est consacrée aux systèmes d'optique adaptative ainsi qu'à leurs besoins en terme de connaissance de la turbulence. Dans le paragraphe 1.3.1, on présente le fonctionnement d'un système d'optique adaptative classique. Le paragraphe se focalise sur le

fonctionnement de l'analyseur de surface d'onde de type Shack-Hartmann, qui est au centre des travaux réalisés dans cette thèse. Le paragraphe 1.3.3 traite des limitations d'un système d'optique adaptative classique, nécessitant le développement de systèmes grand champ. Dans le paragraphe 1.3.4, on liste les différentes situations où une connaissance à haute résolution en altitude du profil de C_n^2 est nécessaire.

1.3.1 L'OA classique

On a vu dans la section précédente que la turbulence atmosphérique limitait la qualité des observations, en dégradant la résolution angulaire des instruments. L'optique adaptative (OA) est une technique permettant d'approcher la résolution angulaire théorique, par correction de front d'onde en temps réel. Son principe général est exposé sur la figure 1.10. Un système d'OA est composé de trois éléments principaux, à savoir :

- Un analyseur de surface d'onde (ASO), qui analyse les déformations du front d'onde. Il en existe différents types, le plus couramment utilisé est l'analyseur Shack-Hartmann, qu'on présentera plus en détails dans le paragraphe 1.3.2.
- Un système de calcul temps réel (real time calculator, RTC en anglais), qui reçoit les mesures de l'ASO et calcule la correction à appliquer pour l'envoyer au miroir déformable.
- Un miroir déformable, piloté par le RTC, qui compense les déformations du front d'onde.

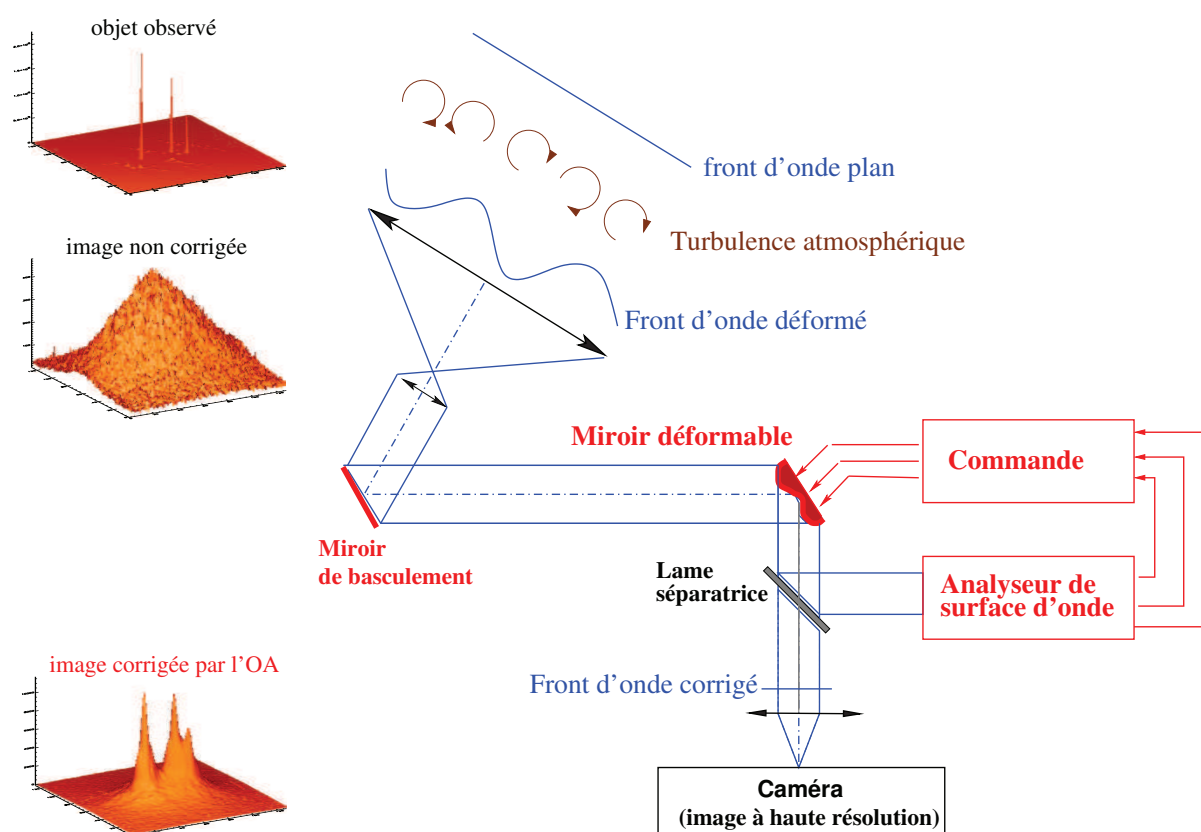


Figure 1.10 – Schéma de principe d'un système d'optique adaptative.

Le système d'OA, fonctionnant généralement en boucle fermée, est placé au foyer d'un télescope. Le front d'onde rencontre tout d'abord le miroir déformable, qui compense les défauts de phase. Une lame séparatrice divise ensuite le faisceau en deux voies. L'une est la voie d'imagerie, où l'objet d'intérêt est imagé par un détecteur haute résolution. Le front d'onde est ici quasiment plan car corrigé par le miroir déformable des effets de la turbulence. L'autre voie, appelée voie d'analyse, ou voie ASO, permet l'analyse du front d'onde. En boucle fermée, l'ASO ne voit que les résidus de phase non corrigée car il est placé derrière le miroir déformable. Le RTC reçoit ensuite les informations de l'ASO qui vont lui permettre de calculer la nouvelle commande à appliquer au miroir déformable.

La boucle d'OA peut aussi fonctionner en boucle ouverte. L'ASO est alors placé en amont du miroir déformable et reçoit toute l'information turbulente. Il ne reçoit pas de retour d'information sur la correction apportée.

1.3.2 L'analyseur Shack-Hartmann

1.3.2.1 Principe

L'analyseur Shack-Hartmann (ASO-SH) est l'ASO le plus couramment utilisé en optique adaptative. C'est également celui utilisé pour la réalisation des travaux présentés dans cette thèse. L'ASO-SH est un analyseur plan pupille. Il échantillonne spatialement le front d'onde via une matrice de microlentilles conjuguée optiquement de la pupille du télescope. Chacune des microlentilles va définir une sous-pupille sur la pupille du télescope. Une image est formée au foyer de chacune des microlentilles, sur le détecteur. Ce principe de fonctionnement est illustré sur la figure 1.11

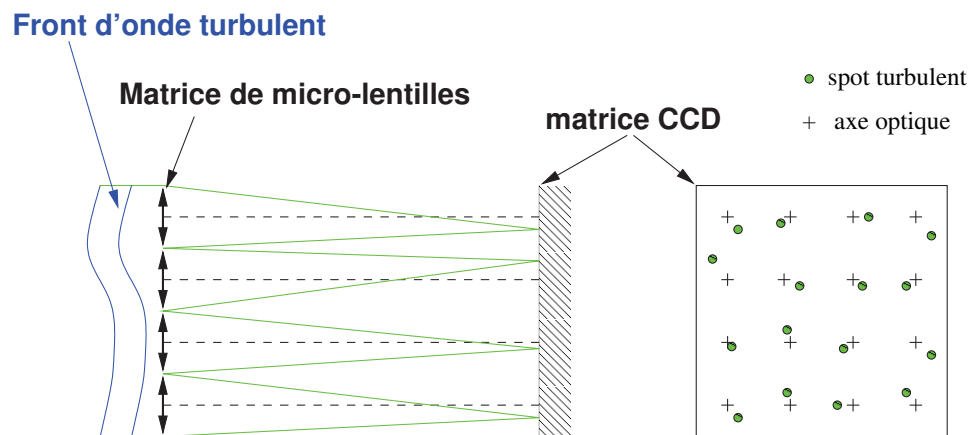


Figure 1.11 – Schéma de principe de l'ASO-SH.

1.3.2.2 Mesures

En l'absence de turbulence, le front d'onde mesuré est plan et l'image formée est centrée sur l'axe optique. Sa position définit la position de référence. En revanche, en présence de turbulence, le front d'onde est déformé et la tâche image se déplace par rapport à la référence. C'est ce décalage, noté (c_x, c_y) qui est mesuré par l'ASO-SH. Il est directement relié à la pente

locale du front d'onde. En effet, on montre [Rousset(1999)] que les coordonnées du centre de gravité sont liées à la phase turbulente $\varphi(x,y)$ par :

$$c_x = \frac{\lambda f_{\text{pl}}}{2\pi S} \iint_S \frac{\partial \varphi(x,y)}{\partial x} dx dy, \quad (1.49)$$

$$c_y = \frac{\lambda f_{\text{pl}}}{2\pi S} \iint_S \frac{\partial \varphi(x,y)}{\partial y} dx dy, \quad (1.50)$$

où S désigne la surface de la sous-pupille et f_{pl} la focale des microlentilles. La pente locale, ou angle d'arrivée, est la moyenne sur la surface de la sous-pupille des dérivées premières de la phase. Dans la suite, on préférera exprimer la pente moyenne en radians de différence de phase en bord de sous-pupille, telle que :

$$\Delta\varphi_x = \frac{2\pi d}{\lambda f_{\text{pl}}} \times c_x, \quad (1.51)$$

$$\Delta\varphi_y = \frac{2\pi d}{\lambda f_{\text{pl}}} \times c_y, \quad (1.52)$$

$$(1.53)$$

où d est la dimension de la sous-pupille.

L'information collectée sur chacune des sous-pupilles permet de remonter à la forme du front d'onde. La mesure de position de l'image peut se faire de différentes façons. On effectue souvent une mesure de centre de gravité (CDG), après avoir éventuellement seuillé et/ou fenêtré la tâche image. Des algorithmes plus complexes existent, comme le CDG pondéré [Nicolle *et al.*(2004)], utilisant une fonction de pondération pour chaque pixel. On peut également citer les méthodes de corrélation [Michau *et al.*(1992)], qui corrélerent l'image avec une image de référence et qui sont mises en place dans le cadre de l'analyse de surface d'onde sur objet étendu [Robert *et al.*(2012)].

Le SH peut également fournir une mesure du flux dans la sous-pupille, en sommant les intensités des pixels dans les imagerie formées sur le détecteur. Ainsi, en mesurant l'intensité $i_{u,v}$ dans la sous-pupille repérée par ses coordonnées (u,v) dans le SH, et en estimant sa valeur moyenne dans le temps $\langle i_{u,v} \rangle$, il est possible de définir un indice de scintillation $\delta i_{u,v}$ tel que :

$$\delta i_{u,v} = \frac{i_{u,v} - \langle i_{u,v} \rangle}{\langle i_{u,v} \rangle}. \quad (1.54)$$

Finalement, le SH délivre deux types de mesures, qui seront utilisées dans la suite de ce mémoire, à savoir :

- la pente moyenne $\Delta\varphi$ du front d'onde dans la sous-pupille (u,v) , notée $(s_{u,v}^x, s_{u,v}^y)$;
- l'indice de scintillation dans la sous-pupille (u,v) , notée $\delta i_{u,v}$.

1.3.2.3 Propagation des bruits de détection

Les bruits de détection (bruit de photon et de détecteur), présents dans les imagerie Shack-Hartmann, se propagent sur les mesures fournies par le SH. Pour les mesures de pente avec un algorithme de CDG, les variances des bruits sont données par [Rousset(1999)] :

$$\sigma_{\Delta\varphi_{\text{phot}}}^2 = \frac{\pi^2}{2} \frac{1}{N_{\text{ph}}} \left(\frac{N_{\text{T}}}{N_{\text{D}}} \right)^2, \quad (1.55)$$

et :

$$\sigma_{\Delta\varphi_{\text{det}}}^2 = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{\sigma_{e^-}}{N_{\text{ph}}} \right)^2 \left(\frac{n_{\text{pix}}}{N_{\text{D}}} \right)^2, \quad (1.56)$$

où N_{T} est la largeur à mi-hauteur (Full Width at Half Maximum, FWHM en anglais) de l'image de la source, N_{D} est la FWHM à la limite de diffraction, σ_{e^-} est la variance du bruit de détecteur et n_{pix} est le nombre de pixels du côté d'une fenêtre carrée, définissant la zone de calcul du CDG. N_{ph} représente le nombre de photons contenus dans la fenêtre. Dans l'équation 1.55, $\sigma_{\Delta\varphi_{\text{phot}}}^2$ ne dépend pas de la taille de la fenêtre de calcul du CDG, car la formule suppose une tâche de forme gaussienne. Pour une tâche de forme sinus cardinal, on peut montrer que quand $n_{\text{pix}} \geq 2N_{\text{D}}$ [Thomas *et al.*(2006)] :

$$\sigma_{\Delta\varphi_{\text{phot}}}^2 \simeq \frac{2}{N_{\text{ph}}} \left(\frac{n_{\text{pix}}}{N_{\text{D}}} \right). \quad (1.57)$$

L'intensité dans la sous-pupille est la somme des intensités sur chaque pixel :

$$i = \sum_{\text{pixels}} i_{\text{pixel}}. \quad (1.58)$$

La variance du bruit est la somme des variances du bruit de photon σ_{phot}^2 et du bruit de détecteur. Le bruit de photon est de nature poissonnienne, par conséquence $\sigma_{\text{phot}}^2 = \langle i \rangle$. On a donc :

$$\sigma_i^2 = \langle i \rangle + \sum_{\text{pixels}} \sigma_{e^-}^2 = \langle i \rangle + n_{\text{pix}}^2 \sigma_{e^-}^2. \quad (1.59)$$

Le bruit sur la scintillation est alors :

$$\sigma_{\delta i_{\text{bruit}}}^2 = \frac{\sigma_i^2}{\langle i \rangle^2} = \frac{1}{\langle i \rangle} + n_{\text{pix}}^2 \frac{\sigma_{e^-}^2}{\langle i \rangle^2}, \quad (1.60)$$

où le terme :

$$\sigma_{\delta i_{\text{phot}}}^2 = \frac{1}{N_{\text{ph}}}, \quad (1.61)$$

représente la contribution du bruit de photon, et le terme :

$$\sigma_{\delta i_{\text{det}}}^2 = n_{\text{pix}}^2 \left(\frac{\sigma_{e^-}}{N_{\text{ph}}} \right)^2, \quad (1.62)$$

représente la contribution du bruit de détecteur, en notant $\langle i \rangle = N_{\text{ph}}$.

1.3.3 Les OA grand champ

1.3.3.1 L'effet d'anisoplanétisme

Le phénomène d'anisoplanétisme est l'une des principales limitations de l'optique adaptative. Il est directement lié à la turbulence. En effet, la boucle d'optique adaptative est généralement asservie sur une source brillante, appelée étoile guide. La correction à apporter pour compenser les défauts de phase est calculée pour la turbulence vue dans cette direction d'observation. Mais dès lors que la source scientifique d'intérêt est angulairement éloignée de l'étoile guide, la

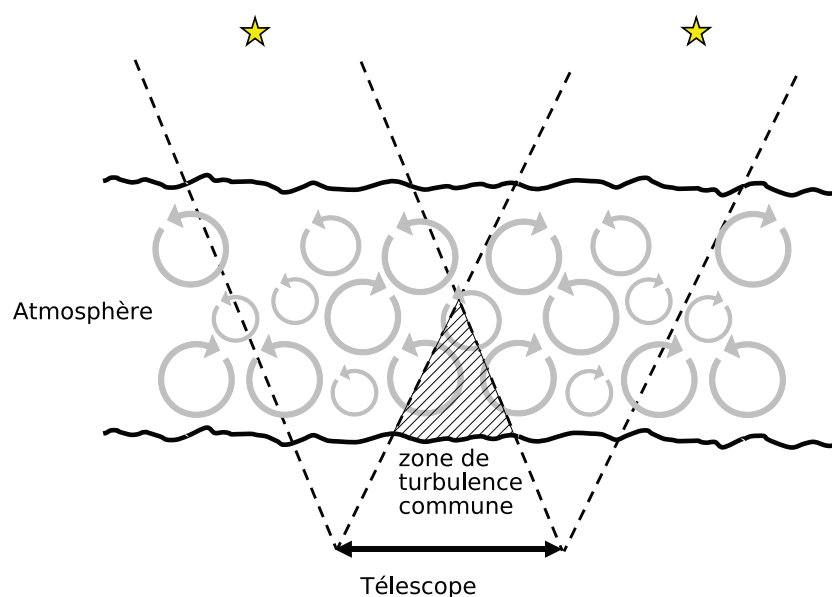


Figure 1.12 – Schéma de principe du phénomène d'anisoplanétisme, ici dans le cas de l'observation de deux étoiles. Leurs fronts d'onde respectifs ne traversent pas la même turbulence.

turbulence traversée n'est plus la même. Il en résulte une décorrélation angulaire des défauts de phase dans le champ de vue et la qualité de la correction par optique adaptative se dégrade.

Ce phénomène, exposé sur la figure 1.12, limite le champ de correction de l'optique adaptative classique. Il dépend du champ de vue ainsi que de la force de la turbulence. Il est caractérisé par l'angle isoplanétique. Fried en propose l'expression suivante [Fried(1982)] :

$$\theta_0 = \left[2,91k^2 \int_0^H C_n^2(h) h^{-5/3} dh \right]^{-3/5}. \quad (1.63)$$

θ_0 dépend fortement de la longueur d'onde d'observation λ , ainsi que du profil de C_n^2 . Ce paramètre peut être utilisé pour comparer la qualité des sites astronomiques. θ_0 est généralement de l'ordre de quelques arcsecondes.

Afin de pallier à l'effet d'anisoplanétisme, de nouveaux concepts d'optique adaptative ont été développés, appelés optiques adaptatives grand champ. Ces systèmes permettent d'accroître le champ de correction, par rapport à l'OA classique.

1.3.3.2 Les étoiles laser

Un autre problème posé par l'anisoplanétisme est celui de la couverture de ciel. En effet, il est nécessaire d'asservir la boucle d'OA sur une étoile guide de forte magnitude, pour garantir un bon rapport signal à bruit. Or, il n'existe pas toujours d'étoile naturelle de magnitude suffisante à proximité de la source scientifique d'intérêt. Pour remédier à ce problème, il est possible d'utiliser des étoiles artificielles, ou étoiles laser, utilisant un laser pointé vers le ciel. Ces étoiles guides laser (Laser Guide Star LGS en anglais) tirent parti soit de la diffusion Rayleigh, entre

7 et 20 km d'altitude, ou bien de l'excitation des atomes de sodium dans la mésosphère, à environ 90 km d'altitude. Les deux techniques sont illustrées sur la figure 1.13, dans le cas du William Herschel Telescope (WHT) aux Canaries, possédant une LGS de type Rayleigh, et dans le cas du Very Large Telescope (VLT) au Chili, qui utilise une LGS de type Sodium. Cependant, un système d'OA utilisant une étoile laser comme étoile guide ne donnera pas les

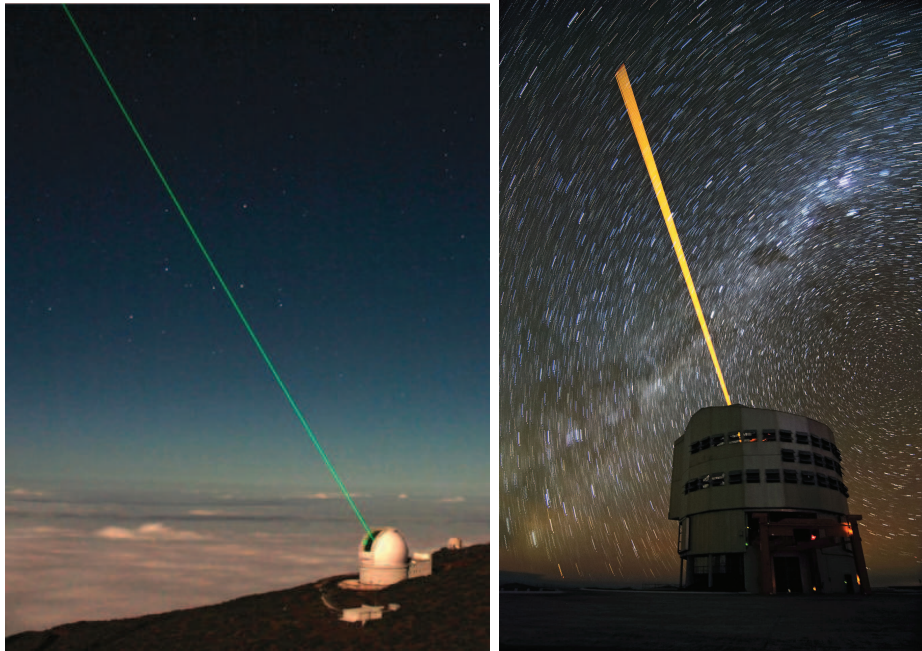


Figure 1.13 – A gauche, étoile laser de type Rayleigh au WHT. A droite, étoile laser de type Sodium au VLT.

mêmes performances qu'un système utilisant une étoile naturelle. En effet, l'étoile laser souffre de plusieurs défauts, à savoir l'effet de cône [Foy et Labeyrie(1985)], la non détermination du tip-tilt [Rigaut et Gendron(1992)], la non détermination du focus, l'élongation du spot Shack-Hartmann [Tallon *et al.*(2008)], ou encore l'effet fratricide dû à la diffusion Rayleigh [Robert *et al.*(2010)].

Malgré ces défauts, tous les grands télescopes s'équipent actuellement d'étoiles laser, pour augmenter la couverture de ciel et permettre le fonctionnement des OA grand champ.

1.3.3.3 L'OA Tomographique Laser

Le problème posé par l'effet de cône peut être résolu en utilisant plusieurs étoiles laser, avec un ASO par étoile laser. Chaque ASO va alors mesurer la perturbation atmosphérique dans sa direction d'analyse, ce qui va permettre de reconstruire de façon tomographique le volume turbulent. La correction va ensuite pouvoir être appliquée avec un unique miroir déformable, dans la direction scientifique d'intérêt. Ce principe, exposé sur la figure 1.14, est nommé Laser Tomographic Adaptive Optics (LTAO) [Viard *et al.*(2002), Hubin *et al.*(2005)]. Le but de ce type d'OA est d'apporter une correction comparable à celle de l'OA classique, c'est à dire dans un champ limité, mais dans une zone du ciel où l'on ne dispose pas d'étoile guide naturelle, et donc de permettre une couverture de ciel proche de 100 %.

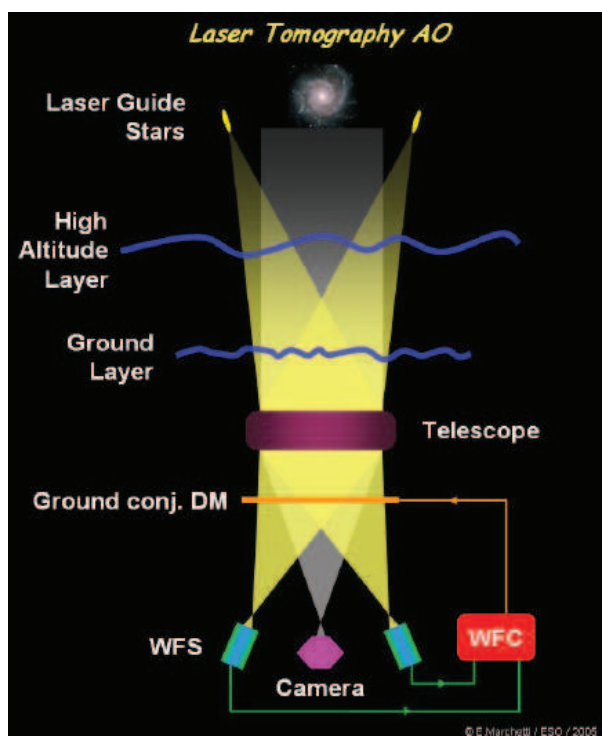


Figure 1.14 – Schéma de principe de la LTAO.

1.3.3.4 L'OA couche au sol

Le concept le plus simple d'OA grand champ est l'OA couche au sol, ou Ground Layer Adaptive Optics (GLAO) [Rigaut(2002), Tokovinin(2004)]. Elle est dédiée à la correction de la turbulence proche du sol, par un unique miroir déformable, conjugué de la pupille. La turbulence est sondée dans différentes directions d'observation à l'aide de plusieurs étoiles guides et plusieurs ASO, comme exposé sur la figure 1.15. Les ASO voient la même turbulence au sol mais une turbulence différente en altitude. A cause de l'effet de décorrélation angulaire, la turbulence en altitude est moyennée et s'annule. C'est donc uniquement l'effet de la couche au sol sur la phase turbulente qui sera corrigé dans tout le champ.

1.3.3.5 l'OA Multi-Conjuguée

L'OA Multi-Conjuguée, ou Multi-Conjugated Adaptive Optics (MCAO) [Beckers(1988), Talon *et al.*(1992), Ellerbroek(1994), Ellerbroek et Rigaut(2000), Fusco *et al.*(2000a), Fusco *et al.*(2001)] est un système plus complexe d'OA grand champ. Elle utilise plusieurs étoiles guides et donc plusieurs ASO, ainsi que plusieurs miroirs déformables, conjugués à différentes altitudes. Son but est d'analyser et de corriger la turbulence dans le volume. Son fonctionnement est présenté sur la figure 1.16.

1.3.3.6 L'OA Multi-Objets

L'OA Multi-Objets, ou Multi-Object Adaptive Optics (MOAO) [Hammer *et al.*(2002), Hammer *et al.*(2004)], dont le principe est illustré sur la figure 1.17, est un concept d'OA grand

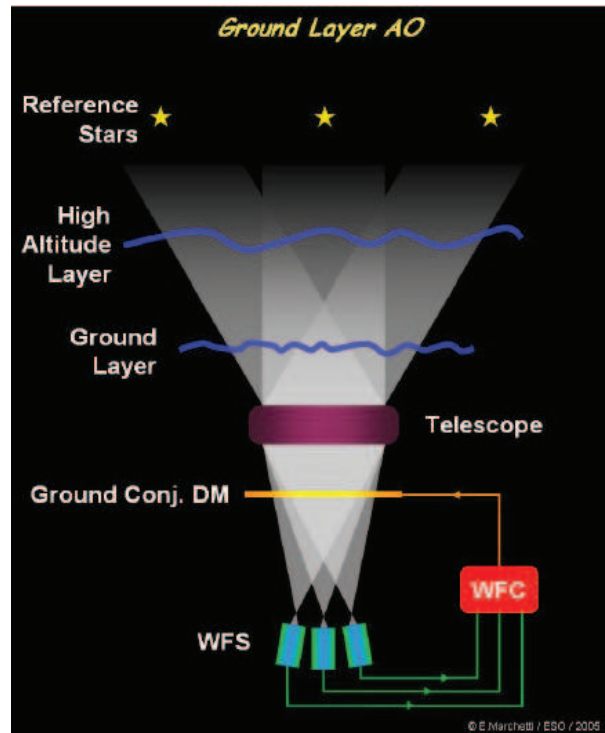


Figure 1.15 – Schéma de principe de la GLAO.

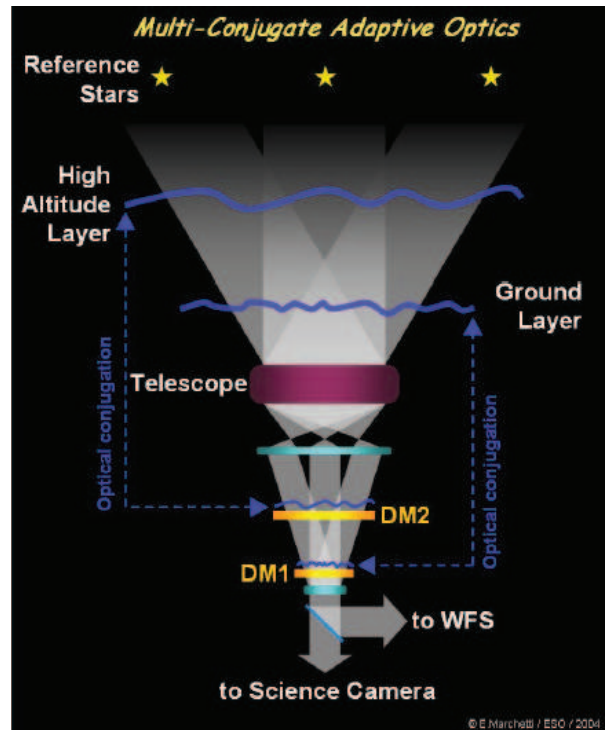


Figure 1.16 – Schéma de principe de la MCAO.

champ dédié à l'observation de champs scientifiques très étendus (plus de 5 arcmin en général), contenant de petits objets peu brillants (taille inférieure à 1 arcsec), typiquement un amas de galaxies. Ce principe repose sur la segmentation du champ en de petites zones limitées par l'anisoplanétisme. La correction est faite de manière simultanée sur chacun des objets d'intérêt, à l'aide d'un miroir déformable dédié. L'inconvénient majeur de ce système d'OA est qu'il fonctionne en boucle ouverte, c'est à dire que les ASO, placés en amont des miroirs déformables, voient toute la turbulence et n'ont pas de retour d'information sur la correction apportée.

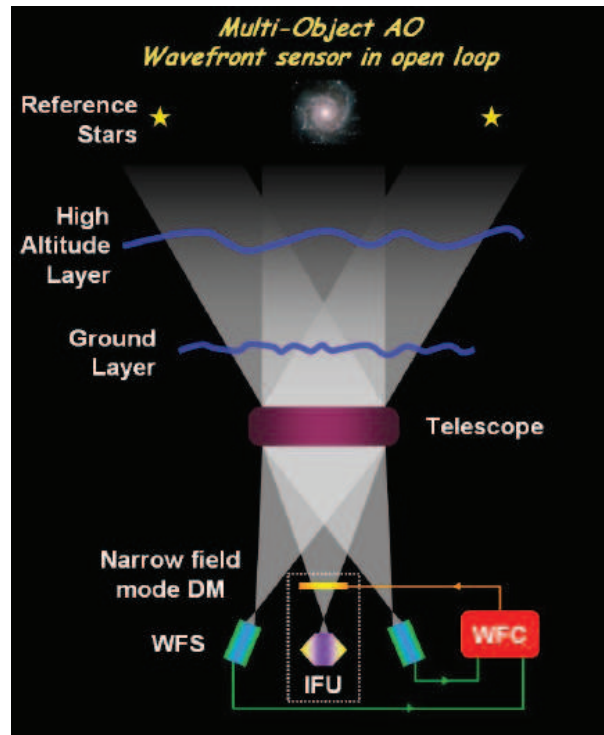


Figure 1.17 – Schéma de principe de la MOAO.

1.3.4 L'importance du profil de C_n^2

La connaissance du profil de C_n^2 est un point clé dans le développement des systèmes d'OA grand champ. Le C_n^2 permet en effet d'accéder au paramètre de Fried r_0 , ainsi qu'à l'angle isoplanétique θ_0 , paramètres nécessaires pour la caractérisation des sites astronomiques. Par ailleurs, une bonne description du profil permet l'optimisation des systèmes d'OA grand champ, que ce soit par exemple pour choisir finement les altitudes de conjugaison des miroirs déformables [Le Louarn *et al.*(2000)] en MCAO, ou encore pour rendre optimale l'estimation tomographique de la phase [Fusco *et al.*(2001)]. Des profils de C_n^2 avec une haute résolution en altitude, typiquement quelques centaines de mètres, sont nécessaires pour prédire les performances des OA grand champ en simulation. Ainsi, un profil modèle avec trop peu de couches conduit à une estimation optimiste de l'erreur tomographique [Fusco et Costille(2010)]. De plus, le profil de C_n^2 intervient également comme *a priori* dans le processus de reconstruction tomographique, et il est important de bien connaître le nombre de couches, leur force et leur altitude, afin d'optimiser la reconstruction [Costille et Fusco(2011)]. Une connaissance précise du profil de C_n^2 est également

requis dans le cas de la déconvolution d'images obtenues par OA avec une FEP variable dans le champ de vue [Fusco *et al.*(2000b), Britton(2006), Villecroze *et al.*(2013)]. Enfin, des méthodes de prédiction de la turbulence [Masciadri *et al.*(2013a), Lascaux *et al.*(2013)], basées sur le modèle Meso-NH de simulation atmosphérique [Lafore *et al.*(1997)] sont également en développement. Elles ont pour objectif d'aider à la planification des observations sur les grands télescopes, en fonction des conditions météorologiques, ainsi qu'à l'optimisation des équipements d'OA. Afin d'affiner les modèles et de vérifier leurs prédictions, l'information sur le profil de C_n^2 est là encore nécessaire.

On a retracé dans ce chapitre les concepts permettant de décrire physiquement la turbulence, ainsi que la formation des images après propagation à travers celle-ci. On a également rappelé le fonctionnement d'un système d'OA classique et présenté les systèmes d'OA grand champ. Ces derniers requièrent des profils de C_n^2 hautement résolus. Des techniques permettant d'estimer le profil de C_n^2 à partir de mesures optiques ont été développées en ce sens. Elles sont présentées dans le chapitre 2.

Sommaire

2.1	Mesure sur source simple	32
2.1.1	Differential Image Motion Monitor	32
2.1.2	Multiple Aperture Scintillation Sensor	32
2.2	Mesure sur source double	33
2.2.1	Slope Detection And Ranging	33
2.2.2	Scintillation Detection And Ranging	34
2.3	Mesure sur sources multiples	35
2.3.1	Profileur Bord Lunaire	35
2.4	Mesure sur source étendue	35
2.4.1	Lunar Scintillometer	35
2.5	Coupled Slope and Scintillation Detection And Ranging	35
2.5.1	Principe	35
2.5.2	Cadre théorique	36
2.5.3	Cartes de corrélation	38
2.5.4	Problème direct et inversion	39
2.5.5	Extension de la méthode sur source simple	43
2.6	Conclusion	43

Le chapitre 1 nous a permis d'introduire les pré-requis nécessaires à la bonne compréhension des travaux présentés dans cette thèse. On a rappelé les notions principales en terme de turbulence atmosphérique et de propagation des ondes lumineuses, conduisant à la formation d'images turbulentes. On a présenté la correction par optique adaptative classique et mis en évidence ses limitations, aboutissant aux concepts d'optique adaptative grand champ. Le développement de ces systèmes ainsi que l'optimisation de leurs performances nécessitent une bonne connaissance de la turbulence, et plus particulièrement de sa répartition en fonction de l'altitude, c'est à dire du profil de C_n^2 .

Au cours des dernières décennies, de nombreux instruments de mesure de la turbulence ont vu le jour, pour répondre aux besoins des techniques de haute résolution angulaire. Ces instruments tirent parti des deux types de perturbations induites par la turbulence lors de la propagation à travers l'atmosphère, qui sont les fluctuations de phase et les fluctuations d'intensité. Ces instruments diffèrent dans leur fonctionnement ainsi que dans le type de perturbation

exploité, conduisant à des performances différentes en termes d'information sur la turbulence. Ces techniques font l'objet de ce chapitre.

Dans la section 2.1, on s'intéresse aux techniques de mesure sur source simple, que sont le Differential Image Monitor et le Multiple Aperture Scintillation Sensor, généralement utilisés conjointement dans les campagnes de tests de sites astronomiques. La section 2.2 concerne les techniques de mesure sur source double, donnant accès à une meilleure résolution en altitude, à savoir le Slope Detection And Ranging, utilisant les fluctuations de phase et le Scintillation Detection And Ranging, utilisant les fluctuations d'intensité. Les sections 2.3 et 2.4 présentent rapidement des techniques plus récentes, utilisant la Lune, soit en tant que continuum "d'étoiles", soit comme une source étendue. Dans la section 2.5, on décrit en détails la technique Coupled Slope and Scintillation Detection And Ranging, au coeur de ce mémoire, utilisant conjointement fluctuations de phase et d'intensité. La section 2.6 expose les conclusions de ce chapitre.

2.1 Mesure sur source simple

Cette section est dédiée à la présentation de deux instruments de mesure de la turbulence sur source unique, généralement utilisés de façon complémentaire. Le Differential Image Motion Monitor, permettant d'accéder à une mesure de la turbulence intégrée sur la ligne de visée, à partir des fluctuations de l'angle d'arrivée, fait l'objet du paragraphe 2.1.1. Le Multiple Aperture Scintillation Sensor, utilisant des mesures de fluctuations d'intensité pour reconstruire le profil de turbulence, sans toutefois estimer la turbulence proche du sol, est présenté dans le paragraphe 2.1.2.

2.1.1 Differential Image Motion Monitor

Le Differential Image Motion Monitor (DIMM) [Sarazin et Roddier(1990)] estime les variances de l'angle d'arrivée différentiel entre deux sous-pupilles observant une source unique. Généralement, la configuration DIMM est réalisée en masquant un télescope de plus grand diamètre pour ne conserver que deux sous-pupilles. Comme il estime des variances différentielles, le DIMM n'est pas sensible aux erreurs de pointage ni aux vibrations. A partir de cette estimation différentielle, il est possible de mesurer le r_0 , c'est à dire l'intégrale de la turbulence le long de la ligne de visée, et donc le seeing. Le DIMM est aujourd'hui communément utilisé dans les campagnes de tests de sites astronomiques [Wang *et al.*(2007)]. Le DIMM ne permet cependant pas de reconstruire un profil de turbulence en fonction de l'altitude.

2.1.2 Multiple Aperture Scintillation Sensor

Le Multiple Aperture Scintillation Sensor (MASS) [Tokovinin *et al.*(2003)] mesure la scintillation d'une étoile simple à travers une série d'ouvertures annulaires concentriques et d'une ouverture centrale circulaire. Les différentes corrélations de ces mesures permettent d'estimer le profil de C_n^2 , par ajustement à des réponses théoriques. Le MASS ne permet pas de sonder la turbulence proche du sol. Cela est dû au fait qu'il utilise la scintillation, dont l'amplitude diminue avec la distance de propagation (*cf.* équation 1.33). Le MASS n'échantillonne pas la turbulence de façon linéaire. Dans son fonctionnement le plus classique, il reconstruit six couches turbulentes, aux altitudes 0,5 ; 1 ; 2 ; 4 ; 8 et 16 km. Afin de mesurer la turbulence proche du sol, cet instrument est souvent utilisé en combinaison du DIMM. La soustraction des valeurs de

seeing mesurées par chacun des deux instruments permet d'avoir une estimation du seeing de la couche au sol.

2.2 Mesure sur source double

Les deux techniques présentées ici utilisent les intercorrélations des mesures de pentes et de scintillation, réalisées sur source double. Elles permettent une sensibilité aux différentes couches turbulentes via un principe de triangulation. Le paragraphe 2.2.1 présente le Slope Detection And Ranging, qui utilise les corrélations des pentes, tandis que le paragraphe 2.2.2 est dédié au Scintillation Detection And Ranging, qui tire parti des corrélations de la scintillation.

2.2.1 Slope Detection And Ranging

Le SLOpe Detection And Ranging (SLODAR) [Wilson(2002)], utilise les intercorrélations des pentes du front d'onde, mesurées sur source double, avec un analyseur Shack-Hartmann. Son principe de fonctionnement est illustré sur la figure 2.1. On observe une étoile double de

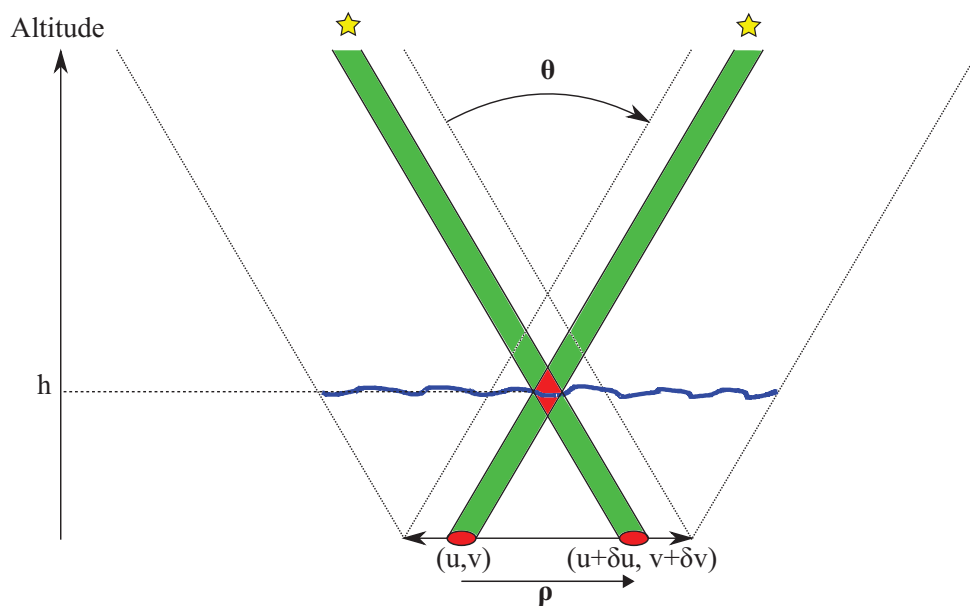


Figure 2.1 – Schéma de principe de la mesure sur source double.

séparation angulaire θ avec un analyseur Shack-Hartmann au foyer d'un télescope. On fait des mesures de pentes pour chaque source, dans chaque sous-pupille. u et v représentent les coordonnées horizontale (axe des x) et verticale (axe des y) de la sous-pupille dans le Shack-Hartmann. Soit une couche turbulente située à l'altitude h , on voit par une simple triangulation qu'on aura un maximum dans les corrélations spatiales des mesures entre deux sous-pupilles (u, v) , et $(u + \delta u, v + \delta v)$, de vecteur de séparation ρ , dont les coordonnées sont $(\delta u, \delta v)$, quand $\rho = \theta h$. Ces corrélations sont directement reliées à la force de la turbulence. Les différents vecteurs de séparation entre sous-pupilles permettent ainsi d'avoir une sensibilité aux couches

turbulentes à différentes altitudes. La résolution du SLODAR est donnée par :

$$\delta h \simeq \frac{d}{\theta}, \quad (2.1)$$

d étant la dimension de la sous-pupille, et l'altitude maximale sondable est fixée par le diamètre du télescope D , tel que :

$$H_{\max} \simeq \frac{D}{\theta}. \quad (2.2)$$

Initialement, le profil de C_n^2 était restitué par une simple déconvolution, utilisant l'autocorrélation des pentes, mesurées sur une seule étoile. Il est maintenant estimé en réalisant un ajustement à des réponses théoriques [Butterley *et al.*(2006)].

Selon sa configuration, le SLODAR, installé sur des petits télescopes de diamètre inférieur à 0,5 m, permet d'étudier différentes zones de l'atmosphère. Il peut par exemple sonder l'atmosphère jusqu'à environ 10 km [Wilson *et al.*(2004)], ou bien la CLA, jusqu'à environ 1,5 km d'altitude, avec une résolution de l'ordre de la centaine de mètres [Wilson *et al.*(2009)], ou encore la couche de surface, en utilisant des binaires de très grande séparation [Osborn *et al.*(2010)], avec une résolution de l'ordre de la dizaine de mètres.

La méthode SLODAR est également utilisée par les systèmes d'OA grand champ en fonctionnement sur le ciel, pour reconstruire le profil de C_n^2 à partir des données multi-directionnelles fournies par les différents ASO-SH [Vidal *et al.*(2010), Gilles et Ellerbroek(2010), Cortés *et al.*(2012)].

2.2.2 Scintillation Detection And Ranging

Le principe du SCIntillation Detection And Ranging (SCIDAR), [Rocca *et al.*(1974)] est analogue à celui du SLODAR, mis à part que les données utilisées sont les mesures de scintillation réalisées en plan pupille sur une étoile double de séparation θ . Les sources ne sont pas séparées pour la mesure, et c'est l'analyse de l'autocorrélation de la scintillation qui permet de remonter au profil de C_n^2 . L'amplitude de la scintillation augmentant avec l'altitude (*cf.* équation 1.33) le SCIDAR est très peu sensible à la turbulence proche du sol.

Pour remédier à cette limitation, le SCIDAR a connu une évolution, nommée SCIDAR Généralisé (G-SCIDAR) [Avila *et al.*(1997), Fuchs *et al.*(1998), Klückers *et al.*(1998)], qui rend l'instrument sensible à la turbulence proche du sol. Le plan du détecteur (plan d'observation) est optiquement conjugué d'un plan (plan d'analyse) à une distance h_{gs} en-dessous de la pupille du télescope (typiquement -2 km). Cette distance de propagation supplémentaire permet alors au G-SCIDAR de détecter la turbulence proche du sol.

La résolution en altitude du G-SCIDAR dépend de la dimension caractéristique des structures de scintillation, qui croissent avec l'altitude, définie par la longueur de Fresnel $L_F = \sqrt{\lambda h}$ et s'écrit [Avila *et al.*(1997), Prieur *et al.*(2001)] :

$$\delta h \simeq 0,78 \frac{\sqrt{\lambda |h - h_{gs}|}}{\theta}. \quad (2.3)$$

La résolution du G-SCIDAR se dégrade donc avec l'altitude. Tout comme le SLODAR, le G-SCIDAR est sensible à la turbulence jusqu'à une altitude H_{\max} donnée par l'équation 2.2.

Une amélioration récente du G-SCIDAR est un instrument appelé Stereo-SCIDAR [Osborn *et al.*(2013)], qui est capable de sonder n'importe quelle altitude d'intérêt avec une haute résolution, et qui utilise un détecteur pour chaque source afin de faciliter le traitement des données.

2.3 Mesure sur sources multiples

2.3.1 Profileur Bord Lunaire

Le fonctionnement du Profileur Bord Lunaire (PBL), ou Profiler of Moon Limb (PML) [Ziad *et al.*(2013)] est basé sur celui du DIMM. On mesure les fluctuations de l'angle d'arrivée différentiel lors de l'observation du bord lunaire par deux sous-pupilles séparées par une certaine ligne de base. Le limbe de la Lune offre ainsi un continuum "d'étoiles" à des séparations angulaires différentes, ce qui permet, à partir des corrélations angulaires des mesures, de reconstruire le profil de C_n^2 avec une haute résolution.

2.4 Mesure sur source étendue

2.4.1 Lunar Scintillometer

Le Lunar Scintillometer (LuSci) [Tokovinin *et al.*(2010)] utilise une analyse de la scintillation lunaire, qui permet la détermination de la turbulence dans la couche de surface, jusqu'à 100 à 200 m d'altitude. En effet, la scintillation d'une source étendue est principalement dominée par les effets proches du sol, tandis que les effets à haute altitude se moyennent et s'annulent [Codona(1986)]. Plusieurs détecteurs (photodiodes) sont alignés et séparés par plusieurs lignes de base. Chaque ligne de base apporte une sensibilité à la turbulence à une altitude donnée. Les corrélations de la scintillation entre les différents détecteurs permettent d'estimer le profil de C_n^2 .

2.5 Coupled Slope and Scintillation Detection And Ranging

Cette section va nous permettre de présenter la technique de mesure du profil de C_n^2 qui est au coeur de ce mémoire. Développée par Védrenne dans sa thèse [Védrenne(2008)], la méthode Coupled Slope And Scintillation Detection And Ranging utilise à la fois les corrélations des pentes et de la scintillation, mesurées sur source double. Le principe de fonctionnement est expliqué au paragraphe 2.5.1 et l'on s'intéresse au cadre théorique dans le paragraphe 2.5.2. Le paragraphe 2.5.3 s'intéresse à la représentation des corrélations sous forme de cartes. Dans le paragraphe 2.5.4, le problème est posé sous forme matricielle et on présente la méthode d'inversion pour estimer le profil de C_n^2 . Le paragraphe 2.5.5 mentionne une extension de la méthode sur source simple.

2.5.1 Principe

Le SLODAR utilise les corrélations des mesures de pentes pour estimer le profil de C_n^2 , tandis que le SCIDAR utilise les corrélations des mesures de scintillation. Ces dernières sont plutôt sensibles à la turbulence en altitude, tandis que les corrélations des pentes apportent une sensibilité aux couches proches du sol. Védrenne [Védrenne *et al.*(2007), Védrenne(2008)], a montré qu'il était possible d'estimer le profil de turbulence à partir de l'utilisation simultanée des corrélations des mesures de pentes et des mesures de scintillation, réalisées avec un analyseur Shack-Hartmann sur une étoile double. Le fonctionnement de cet analyseur a été détaillé dans le paragraphe 1.3.2. La mesure de pente dans la sous-pupille (u,v) et dans la direction d'analyse α est un vecteur bidimensionnel, noté $\mathbf{s}_{u,v}(\alpha)$, de composante $s_{u,v}^k(\alpha)$, où $k \in \{x; y\}$. On a vu que le Shack-Hartmann était également susceptible de fournir une mesure de l'indice de scintillation

dans la sous-pupille (u,v) , noté $\delta i_{u,v}(\boldsymbol{\alpha})$, tel que $\delta i_{u,v}(\boldsymbol{\alpha}) = \frac{i_{u,v}(\boldsymbol{\alpha}) - \langle i_{u,v} \rangle(\boldsymbol{\alpha})}{\langle i_{u,v} \rangle(\boldsymbol{\alpha})}$. Le principe de la mesure sur source double est le même que dans le cas du SLODAR et du SCIDAR, il a déjà été exposé sur la figure 2.1. La méthode est appelée CO-SLIDAR pour COupled SLOpe and ScIntillation Detection And Ranging.

2.5.2 Cadre théorique

Les corrélations des mesures de pentes et les corrélations des mesures de scintillation sont directement liées au profil de C_n^2 . Pour une unique couche turbulente, à l'altitude h et d'épaisseur dh , les corrélations entre deux sous-pupilles (u,v) et $(u + \delta u, v + \delta v)$, de vecteur de séparation $\boldsymbol{\rho}$, dont les coordonnées sont $(\delta u, \delta v)$, s'écrivent :

$$\langle s_{u,v}^k s_{u+\delta u, v+\delta v}^l \rangle(\boldsymbol{\theta}) = \text{TF}[G_{ss}^{kl}(\mathbf{f}, \boldsymbol{\theta})]^{-1}(\boldsymbol{\rho}), \quad (2.4)$$

$$\langle \delta i_{u,v} \delta i_{u+\delta u, v+\delta v} \rangle(\boldsymbol{\theta}) = \text{TF}[F_{ii}(\mathbf{f}, \boldsymbol{\theta})]^{-1}(\boldsymbol{\rho}), \quad (2.5)$$

où TF représente l'opérateur transformée de Fourier, \mathbf{f} est le vecteur des fréquences spatiales et $\boldsymbol{\theta}$ est la séparation angulaire entre les deux directions d'observation (c'est-à-dire entre les deux sources). $\langle \rangle$ représente la moyenne réalisée sur une série temporelle. Ces expressions découlent directement de la théorie des effets d'anisoplanétisme, dans l'approximation des faibles perturbations [Robert *et al.*(2006)]. On rappelle ici les expressions des fonctions G_{ss}^{kl} et F_{ii} :

$$G_{ss}^{kl}(\mathbf{f}, \boldsymbol{\theta}) = (2\pi)^2 f_k f_l W_n^h(\mathbf{f}) \cos^2(\pi \lambda h f^2) |\tilde{\mathcal{P}}(\mathbf{f})|^2 e^{-2i\pi h \boldsymbol{\theta} \cdot \mathbf{f}} dh, \quad (2.6)$$

$$F_{ii}(\mathbf{f}, \boldsymbol{\theta}) = 4 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 W_n^h(\mathbf{f}) \sin^2(\pi \lambda h f^2) |\tilde{\mathcal{P}}(\mathbf{f})|^2 e^{-2i\pi h \boldsymbol{\theta} \cdot \mathbf{f}} dh, \quad (2.7)$$

où $\tilde{\mathcal{P}}$ est la transformée de Fourier de \mathcal{P} , la fonction pupille. Les fonctions G_{ss}^{kl} et F_{ii} font intervenir le produit de différents termes :

- $W_n^h(\mathbf{f})$ est le spectre de puissance des fluctuations d'indice de von Kármán, dans la couche considérée, dont l'expression est donnée par l'équation 1.11. Elle dépend directement de la valeur du C_n^2 à l'altitude h considérée ;
- un terme lié à la propagation de Fresnel, dépendant de la nature des mesures corrélées, $\cos^2(\pi \lambda h f^2)$ pour les corrélations des pentes, $\sin^2(\pi \lambda h f^2)$ pour les corrélations de la scintillation ;
- un terme représentant le moyennage du signal sur la surface de la sous-pupille $|\tilde{\mathcal{P}}(\mathbf{f})|^2$;
- un terme de déphasage, $e^{-2i\pi h \boldsymbol{\theta} \cdot \mathbf{f}}$, dû à la séparation $\boldsymbol{\theta}$ entre les sources.

On notera par ailleurs que les travaux réalisés sur l'erreur d'anisoplanétisme détaillent également le terme de couplage entre pentes et scintillation, mais il ne sera pas utilisé ici et on ne le présente donc pas.

En intégrant sur toute la colonne d'atmosphère, il est alors possible d'écrire les corrélations comme des intégrales du C_n^2 en fonction de l'altitude, pondéré par des fonctions W :

$$\langle s_{u,v}^k s_{u+\delta u, v+\delta v}^l \rangle(\boldsymbol{\theta}) = \int_0^{+\infty} C_n^2(h) W_{ss}^{kl}(h, \boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\theta}) dh, \quad (2.8)$$

$$\langle \delta i_{u,v} \delta i_{u+\delta u, v+\delta v} \rangle(\boldsymbol{\theta}) = \int_0^{+\infty} C_n^2(h) W_{ii}(h, \boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\theta}) dh. \quad (2.9)$$

Les fonctions de pondération W_{ss}^{kl} et W_{ii} dépendent du spectre de turbulence considéré, ici c'est celui de von Kármán, de l'altitude h , de la séparation entre sous-pupilles $\boldsymbol{\rho}$ et de la séparation des

sources. Elles se déduisent des fonctions G_{ss}^{kl} et F_{ii} par de simples transformées de Fourier. Dans la suite, on appellera autocorrélations les corrélations estimées à partir des mesures réalisées sur une seule étoile (cas $\theta = \mathbf{0}$ dans les équations 2.8 et 2.9) et intercorrélations les corrélations estimées à partir des mesures réalisées sur les deux étoiles de séparation θ .

L'allure de ces fonctions pour différentes altitudes est représentée sur la figure 2.2 sous forme d'une coupe dans la direction y ($\rho = (0, \delta v)$), pour deux sources de séparation θ , alignées dans la direction y sur le détecteur. Les fonctions de pondération relatives aux corrélations des pentes ont une largeur à mi-hauteur plus importante que celle des fonctions de pondération relatives aux corrélations de la scintillation, et elles décroissent plus lentement. De plus, on constate bien que les fonctions de pondération relatives aux corrélations de la scintillation sont nulles au niveau du sol (pas de distance de propagation). De même, tandis que la valeur du maximum des fonctions correspondant aux corrélations des pentes est peu sensible à l'altitude, cette valeur augmente avec l'altitude quand on considère les fonctions relatives aux corrélations de la scintillation. Enfin, on remarque que pour les fonctions de pondération correspondant aux intercorrélations, le maximum se déplace d'une quantité $\rho = \theta h$, fonction de l'altitude considérée.

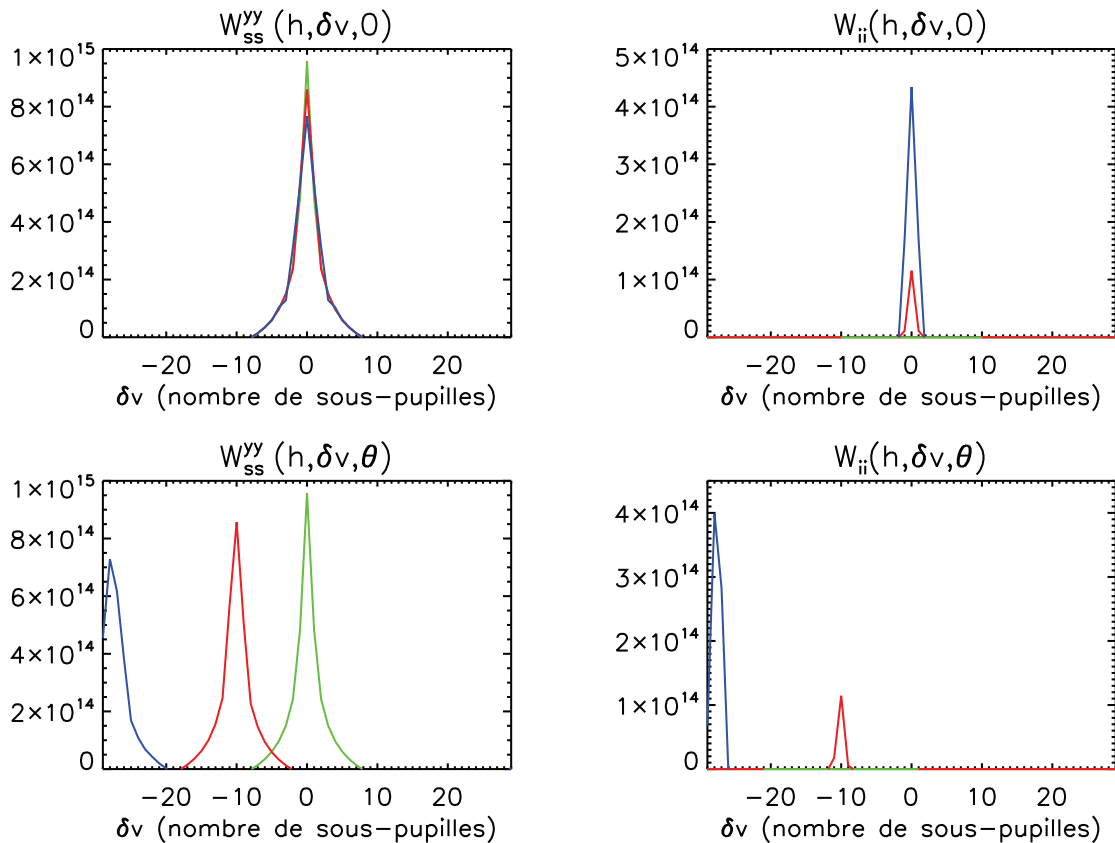


Figure 2.2 – Coupes des fonctions de pondération dans la direction y ($\rho = (0, \delta v)$), pour un SH composé de 30×30 sous-pupilles de 5 cm, et pour $\theta = 20$ arcsec. Les courbes en vert correspondent à l'altitude $h = 0$ km, les courbes en rouge correspondent à l'altitude $h = 5$ km et les courbes en bleu correspondent à l'altitude $h = 14$ km.

2.5.3 Cartes de corrélation

Les autocorrélations (estimées sur les mesures réalisées sur une seule étoile, $\boldsymbol{\theta} = \mathbf{0}$) et les intercorrélations (estimées sur les mesures réalisées sur les deux étoiles de séparation $\boldsymbol{\theta}$) correspondent à l'intégrale du C_n^2 en fonction de l'altitude, pondéré par les fonctions de pondération W . Dans les travaux présentés ici, on exploite uniquement les corrélations des pentes en x , les corrélations des pentes en y et les corrélations de la scintillation, on ne traite pas des corrélations croisées des pentes en x et en y .

Les corrélations sont estimées pour toutes les séparations $\boldsymbol{\rho}$ entre sous-pupilles et sont représentées sous formes de cartes de corrélation. Ces cartes, de dimensions horizontale et verticale $2 \times$ nombre de sous-pupilles $- 1$, illustrent la corrélation des mesures, moyennée sur tous les couples de sous-pupilles de même séparation $\boldsymbol{\rho}$, ce qui permet d'améliorer la convergence. Ainsi, un pixel de la carte de corrélation représente une pseudo-mesure s'écrivant, respectivement pour les corrélations des pentes et de la scintillation :

$$C_{ss}^{kk}(\delta u, \delta v, \boldsymbol{\theta}) = \frac{\sum_{u,v} \langle s_{u,v}^k s_{u+\delta u, v+\delta v}^k \rangle(\boldsymbol{\theta})}{N(\delta u, \delta v)}, \quad (2.10)$$

$$C_{ii}(\delta u, \delta v, \boldsymbol{\theta}) = \frac{\sum_{u,v} \langle \delta i_{u,v} \delta i_{u+\delta u, v+\delta v} \rangle(\boldsymbol{\theta})}{N(\delta u, \delta v)}. \quad (2.11)$$

$\sum_{u,v}$ représente la somme sur tous les couples de sous-pupilles de même séparation $(\delta u, \delta v)$ et $N(\delta u, \delta v)$ est le nombre de couples de sous-pupilles de séparation $(\delta u, \delta v)$.

Le principe de construction de ces cartes est représenté sur la figure 2.3. Plusieurs couples de sous-pupilles sont séparés du même vecteur $\boldsymbol{\rho}$, ici de coordonnées $(\delta u = 11 ; \delta v = 5)$. Le pixel de coordonnées $(11 ; 5)$ de la carte de corrélation représentera donc la corrélation moyennée sur tous les couples de sous-pupilles de séparation $(11 ; 5)$.

On représente maintenant l'allure des différentes cartes de corrélation, pour un cas simple, à deux couches turbulentes, de même C_n^2 , et d'altitude $\{0 ; h\}$, pour deux sources de séparation $\boldsymbol{\theta}$, alignées dans la direction y sur le détecteur. La figure 2.4 schématise ce scénario. La figure 2.5 montre les cartes d'autocorrélation des pentes en x , en y et de la scintillation. La corrélation est maximale au centre de la carte. Les autocorrélations représentent la réponse de l'ensemble du système à l'intégrale de la turbulence. Il est intéressant de noter ici que la réponse de la scintillation est beaucoup plus piquée que celle des pentes, qui s'atténue beaucoup plus lentement lorsqu'on s'éloigne du centre de la carte, ce qui est directement lié à la forme des fonctions de pondération, comme on l'a vu dans le paragraphe 2.5.2. On s'intéresse ensuite aux cartes d'intercorrélations, présentées sur la figure 2.6. On a un maximum dans les cartes d'intercorrélations des pentes, en $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{0}$, représentant la signature de la couche située au sol. Il n'y a en revanche pas de maximum dans la carte d'intercorrélations de la scintillation en $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{0}$, car on n'a pas de sensibilité à la turbulence au sol. Il y a un deuxième maximum dans ces cartes, situé en $\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\theta}h$, signature de la couche turbulente à l'altitude h . Ceci est toujours bien en accord avec la forme des fonctions de pondération. On voit ici qu'en généralisant à un cas de turbulence multi-couches, il peut devenir difficile de discriminer les contributions des différentes couches turbulentes en utilisant uniquement les corrélations des pentes, du fait de la largeur de la réponse, tandis que celle de la scintillation est beaucoup plus piquée. Par ailleurs, tandis que les corrélations de la scintillation n'apportent pas de sensibilité à la turbulence au sol, l'amplitude de la réponse augmente avec la distance de propagation, et donc avec l'altitude. En revanche, la réponse des pentes ne dépend quasiment pas de l'altitude mais de la force de la turbulence, en raison de la forme des fonctions de pondération relatives à chaque type de corrélation. L'utilisation conjointe

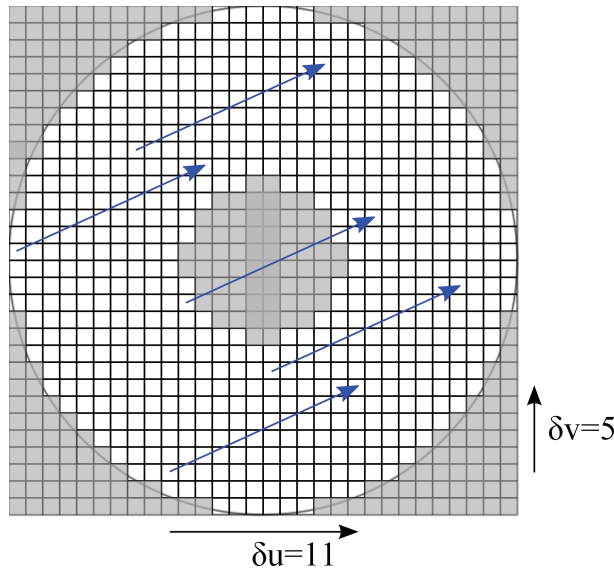


Figure 2.3 – Schéma de principe de la construction d'un pixel de la carte de corrélation, pour un vecteur ρ de coordonnées (11 ; 5), représenté en bleu. La corrélation est moyennée sur tous les couples de même séparation ρ . Cas d'un SH 30×30 , avec une occultation centrale de 30 %, où l'on conserve les sous-pupilles éclairées au moins à 70 %, les autres sont grisées. On représente seulement certains couples pour ne pas surcharger la figure.

des corrélations des pentes et de la scintillation permet donc d'être sensible à l'ensemble de la turbulence, des couches proches du sol, grâce aux corrélations des pentes, jusqu'aux couches turbulentes en altitude, grâce aux corrélations de la scintillation.

2.5.4 Problème direct et inversion

2.5.4.1 Formulation du problème matriciel

Le problème est ensuite posé sous une forme matricielle, en faisant l'hypothèse d'un profil de C_n^2 discret. Les corrélations correspondant aux différentes valeurs prises par ρ , moyennées sur l'ensemble des couples de sous-pupilles de même séparation, sont appelées pseudo-mesures. Ce sont les pixels des cartes de corrélation. Ces pseudo-mesures sont concaténées dans un unique vecteur \mathbf{C}_{mes} , tel que :

$$\mathbf{C}_{\text{mes}} = \begin{pmatrix} \vdots \\ C_{ss}^{kk}(\delta u, \delta v, \mathbf{0}) \\ \vdots \\ C_{ii}(\delta u, \delta v, \mathbf{0}) \\ \vdots \\ C_{ss}^{kk}(\delta u, \delta v, \boldsymbol{\theta}) \\ \vdots \\ C_{ii}(\delta u, \delta v, \boldsymbol{\theta}) \\ \vdots \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

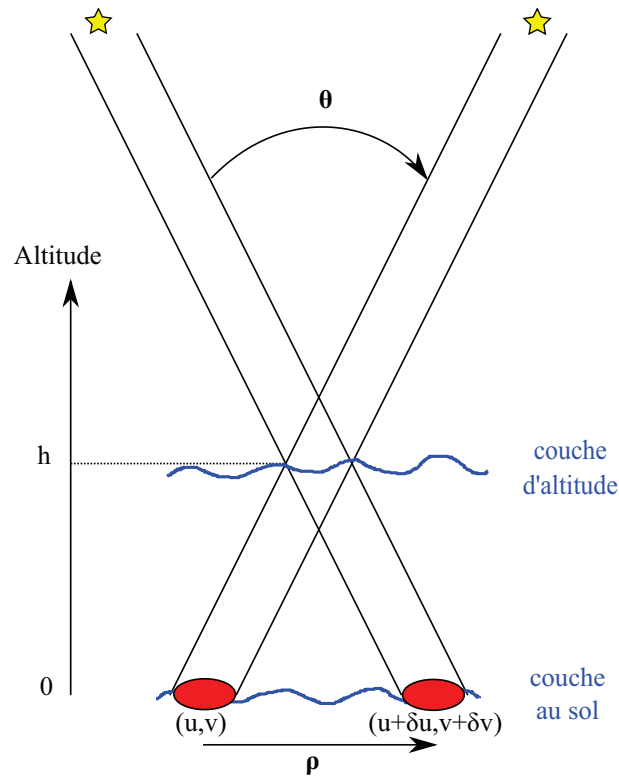


Figure 2.4 – Schéma de principe d'un scénario à deux couches turbulentes, au sol et à l'altitude h .

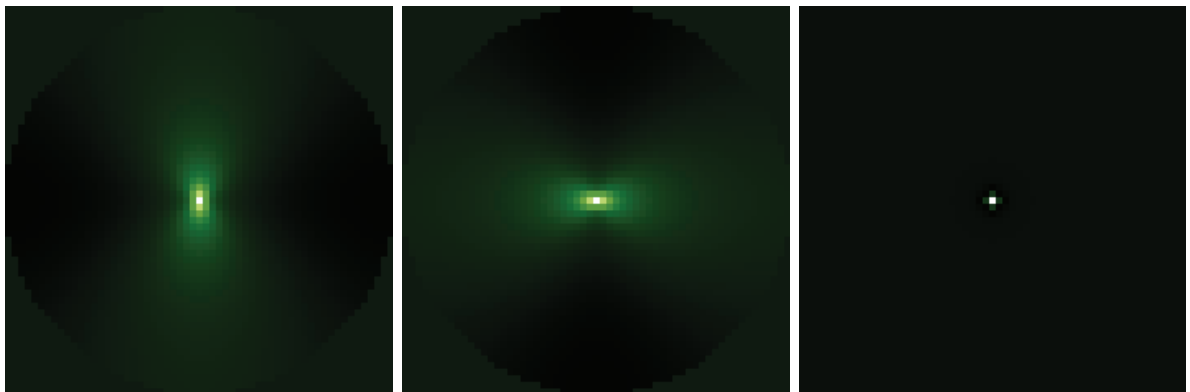


Figure 2.5 – Cartes d'autocorrélation pour un SH composé de 30×30 sous-pupilles de 5 cm, avec une occultation centrale de 30 % où l'on conserve les sous-pupilles éclairées au moins à 70 %. À gauche, autocorrélation des pentes en x , au centre, autocorrélation des pentes en y , à droite, autocorrélation de la scintillation.

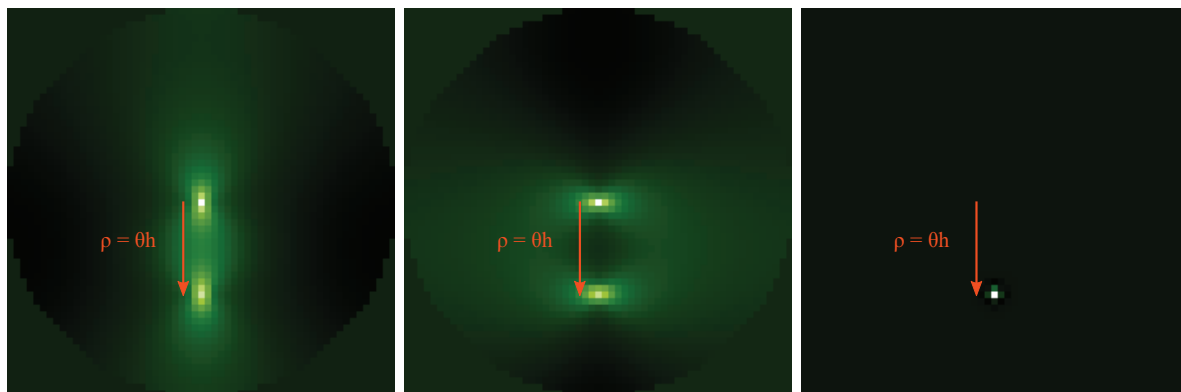


Figure 2.6 – Cartes d’intercorrélacion pour un SH composé de 30×30 sous-pupilles de 5 cm, avec une occultation centrale de 30 % où l’on conserve les sous-pupilles éclairées au moins à 70 %. A gauche, intercorrélacion des pentes en x , au centre, intercorrélacion des pentes en y , à droite, intercorrélacion de la scintillation. On identifie clairement la contribution des deux couches turbulentes, au sol et à l’altitude h .

Les fonctions de pondération sont quant à elles regroupées dans une matrice M , telle que :

$$M = \begin{pmatrix} \vdots & & \vdots & & \vdots \\ W_{ss}^{kk}(0, \boldsymbol{\rho}, \mathbf{0}) & \dots & W_{ss}^{kk}(h, \boldsymbol{\rho}, \mathbf{0}) & \dots & W_{ss}^{kk}(H_{max}, \boldsymbol{\rho}, \mathbf{0}) \\ W_{ii}(0, \boldsymbol{\rho}, \mathbf{0}) & \dots & W_{ii}(h, \boldsymbol{\rho}, \mathbf{0}) & \dots & W_{ii}(H_{max}, \boldsymbol{\rho}, \mathbf{0}) \\ W_{ss}^{kk}(0, \boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\theta}) & \dots & W_{ss}^{kk}(h, \boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\theta}) & \dots & W_{ss}^{kk}(H_{max}, \boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\theta}) \\ W_{ii}(0, \boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\theta}) & \dots & W_{ii}(h, \boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\theta}) & \dots & W_{ii}(H_{max}, \boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\theta}) \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \end{pmatrix}, \quad (2.13)$$

où h représente l’altitude d’une couche turbulente quelconque, et H_{max} l’altitude maximale à laquelle on sonde la turbulence. Les colonnes de la matrice M représentent donc les fonctions de pondération W à une altitude donnée.

Les mesures SH sont entachées de bruit de détection, et leur corrélacions, représentées par le vecteur \mathbf{C}_d , biaisent les pseudo-mesures \mathbf{C}_{mes} . L’hypothèse généralement adoptée est qu’il n’y a pas de corrélacion des bruits entre les différentes directions d’observation et entre les différentes sous-pupilles. Cela signifie donc que seuls les points centraux des cartes d’autocorrélacion ($\boldsymbol{\rho} = \mathbf{0}$ et $\boldsymbol{\theta} = \mathbf{0}$), *i.e.* les variances des mesures, sont biaisées. On vérifiera expérimentalement cette hypothèse dans le paragraphe 4.6.2.

Finalement, \mathbf{C}_{mes} est relié au profil de C_n^2 discrétisé en fonction de l’altitude \mathbf{C}_n^2 , par l’équation linéaire suivante :

$$\mathbf{C}_{mes} = M\mathbf{C}_n^2 + \mathbf{C}_d + \mathbf{u}. \quad (2.14)$$

Dans la pratique, les corrélacions sont empiriquement estimées à partir d’un nombre fini de mesures de pentes et de scintillation et \mathbf{u} représente donc un bruit de convergence, supposé gaussien.

2.5.4.2 Prise en compte des bruits de détection

Dans ses travaux, [Védrenne *et al.*(2007), Védrenne(2008)], Védrenne a négligé l'influence des bruits de détection. Il a cependant proposé une réécriture du problème direct afin de les prendre en compte, en exprimant le vecteur des pseudo-mesures tel que :

$$\hat{\mathbf{C}}_{\text{mes}} = \mathbf{C}_{\text{mes}} - \mathbf{C}_{\text{d}}, \quad (2.15)$$

où $\hat{\mathbf{C}}_{\text{mes}}$ est une estimation non biaisée des pseudo-mesures. On peut alors écrire le problème direct débiaisé :

$$\hat{\mathbf{C}}_{\text{mes}} = M\mathbf{C}_{\text{n}}^2 + \mathbf{u}. \quad (2.16)$$

On étudiera dans le paragraphe 3.3.4 l'impact des bruits de détection sur la reconstruction du profil de C_n^2 , et on proposera plusieurs méthodes de soustraction du biais dû à ces bruits dans la section 3.5.

2.5.4.3 Solution Maximum de Vraisemblance

On estime finalement le profil de C_n^2 par minimisation du critère de Maximum de Vraisemblance (MV) suivant :

$$J_{\text{MV}}(\mathbf{C}_{\text{n}}^2) = (\hat{\mathbf{C}}_{\text{mes}} - M\mathbf{C}_{\text{n}}^2)^{\text{T}} C_{\text{conv}}^{-1} (\hat{\mathbf{C}}_{\text{mes}} - M\mathbf{C}_{\text{n}}^2). \quad (2.17)$$

La matrice C_{conv}^{-1} est l'inverse de la matrice de covariance du bruit de convergence \mathbf{u} . $C_{\text{conv}} = \langle \mathbf{u}\mathbf{u}^{\text{T}} \rangle$ est déduite d'une expression analytique, utilisant les corrélations théoriques, qui sont ensuite approximées par les corrélations empiriques, tel que présenté dans [Védrenne(2008)].

J_{MV} est quadratique donc sa minimisation admet une solution analytique. Le profil estimé vaut alors :

$$\hat{\mathbf{C}}_{\text{nMV}}^2 = \left(M^{\text{T}} C_{\text{conv}}^{-1} M \right)^{-1} \left(M^{\text{T}} C_{\text{conv}}^{-1} \hat{\mathbf{C}}_{\text{mes}} \right). \quad (2.18)$$

La minimisation est en fait réalisée sous contrainte de positivité, en effet, le C_n^2 ne prend physiquement que des valeurs positives. La minimisation est alors conduite de manière itérative, avec un algorithme de Variable Metric with Limited Memory - with Bounds (VMLM-B) [Thiebaut(2002)].

2.5.4.4 Solution Maximum *A Posteriori*

Il est possible de régulariser l'inversion en ajoutant un *a priori* sur le profil reconstruit. Le critère de Maximum *A Posteriori* (MAP) à minimiser est alors :

$$J_{\text{MAP}}(\mathbf{C}_{\text{n}}^2) = (\hat{\mathbf{C}}_{\text{mes}} - M\mathbf{C}_{\text{n}}^2)^{\text{T}} C_{\text{conv}}^{-1} (\hat{\mathbf{C}}_{\text{mes}} - M\mathbf{C}_{\text{n}}^2) + J_{\text{p}}(\mathbf{C}_{\text{n}}^2), \quad (2.19)$$

où J_{p} est le terme d'*a priori*. En supposant la statistique de \mathbf{C}_{n}^2 gaussienne, J_{p} s'écrit :

$$J_{\text{p}}(\mathbf{C}_{\text{n}}^2) = \beta \mathbf{C}_{\text{n}}^2{}^{\text{T}} C_{\text{p}}^{-1} \mathbf{C}_{\text{n}}^2, \quad (2.20)$$

où C_{p} est la matrice de covariance de \mathbf{C}_{n}^2 et β un paramètre de régularisation. Afin de rajouter une contrainte de douceur sur le profil de C_n^2 reconstruit, on choisit une régularisation de type gradient, ce qui donne l'expression suivante pour C_{p}^{-1} :

$$C_{\text{p}}^{-1} = \nabla^{\text{T}} \nabla, \quad (2.21)$$

où ∇ représente l'opérateur gradient. J_p devient alors :

$$J_p(\mathbf{C}_n^2) = \beta (\nabla \mathbf{C}_n^2)^T \nabla \mathbf{C}_n^2 = \beta \|\nabla \mathbf{C}_n^2\|^2. \quad (2.22)$$

Le critère MAP à minimiser sous contrainte de positivité est finalement :

$$J_{\text{MAP}}(\mathbf{C}_n^2) = (\hat{\mathbf{C}}_{\text{mes}} - M\mathbf{C}_n^2)^T C_{\text{conv}}^{-1} (\hat{\mathbf{C}}_{\text{mes}} - M\mathbf{C}_n^2) + \beta \|\nabla \mathbf{C}_n^2\|^2. \quad (2.23)$$

2.5.5 Extension de la méthode sur source simple

Dans le cas de mesures sur source unique, il est également possible d'accéder à une estimation du profil de C_n^2 . Cette technique, appelée SCO-SLIDAR (Single CO-SLIDAR), tire parti des seules autocorrélations. Ce sont alors principalement les autocorrélations de la scintillation qui permettent d'estimer les différentes couches turbulentes. La méthode est présentée dans [Védrenne *et al.*(2007)] et [Védrenne(2008)], et une première application expérimentale est proposée dans [Védrenne *et al.*(2010)].

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre ont été présentées différentes techniques de mesure optique du profil de C_n^2 . On a notamment détaillé la méthode CO-SLIDAR, permettant d'estimer le profil de turbulence à partir de l'utilisation conjointe des corrélations des pentes et des corrélations de la scintillation. Cette technique permet de reconstruire le profil de C_n^2 avec une haute résolution en altitude, en combinant sensibilité à la turbulence au sol et en altitude.

Les premiers tests du CO-SLIDAR en simulation ont été rapportés dans [Védrenne *et al.*(2007)] et [Védrenne(2008)], constituant une validation de principe. Il s'agit maintenant de valider cette technique sur le ciel. Pour ce faire, on étudie en simulation dans le chapitre 3 les performances de la méthode CO-SLIDAR et les sources d'erreur affectant la reconstruction, dans le cas d'une observation astronomique, au foyer d'un télescope de 1,5 m de diamètre, avec un SH de 30×30 sous-pupilles, ceci afin de préparer l'expérience sur le ciel. Le chapitre 4 présente le dimensionnement et les tests en laboratoire du banc expérimental d'acquisition. Le chapitre 5 expose les résultats de l'expérience sur le ciel.

CHAPITRE 3

PERFORMANCES DE LA MÉTHODE CO-SLIDAR EN SIMULATION ET SOURCES D'ERREUR AFFECTANT LA RECONSTRUCTION

Sommaire

3.1	Simulation d'images Shack-Hartmann turbulentes et bruitées	46
3.1.1	Paramètres de simulation	46
3.1.2	Modélisation numérique	47
3.1.3	Images obtenues	48
3.2	Traitement des données	48
3.2.1	Extraction des pentes et des indices de scintillation	49
3.2.2	Construction des cartes de corrélation	49
3.3	Sources d'erreur sur la reconstruction du profil de C_n^2	51
3.3.1	Impact de la taille de la fenêtre de calcul	51
3.3.2	Influence de l'échelle externe	52
3.3.3	Influence de la turbulence non-vue	54
3.3.4	Impact des bruits de détection	55
3.4	Etude de la propagation des bruits de détection sur les mesures SH	55
3.4.1	Description de la simulation	56
3.4.2	Variance du bruit sur la scintillation	56
3.4.3	Variance du bruit sur la pente	58
3.4.4	Effet du recentrage de la tâche	60
3.4.5	Conclusion	62
3.5	Prise en compte des bruits de détection dans la reconstruction du profil de C_n^2 et soustraction du biais induit	62
3.5.1	Approche initiale : soustraction du biais théorique	62
3.5.2	Estimation conjointe du profil de C_n^2 et des variances des bruits de dé- tection	64
3.5.3	Exclusion des variances des pentes et de la scintillation	67
3.6	Performances du CO-SLIDAR et barres d'erreur sur le profil estimé	68
3.6.1	Comparaison avec les techniques utilisant les corrélations des pentes seules ou de la scintillation seules	68
3.6.2	Barres d'erreur et estimation de C_{conv}	70
3.7	Conclusion	72

Le chapitre 2 a été consacré à la description de différentes méthodes de mesure du profil de turbulence. On a notamment présenté la technique CO-SLIDAR, qui s'appuie à la fois sur les corrélations des pentes et les corrélations de la scintillation pour estimer le profil de C_n^2 . Le principe physique a été rappelé, ainsi que le formalisme mathématique. On a souligné les avantages résultants de l'utilisation conjointe des deux types de corrélations. Cette technique a été développée par Védrenne dans ses travaux de thèse [Védrenne(2008)]. Il a notamment réalisé des simulations numériques, dont les résultats constituent une validation du principe. Ces simulations ont cependant été exécutées dans un cas d'école. Elles ont été réalisées avec un Shack-Hartmann comportant des sous-pupilles de 2,5 cm, dimension très petite dans un contexte astronomique, au regard des magnitudes des étoiles binaires observables. Par ailleurs, les mesures de pentes et des indices de scintillation étaient réalisées en considérant des images séparées pour chacune des deux composantes, ce qui réduit les biais de mesure. Enfin, ces simulations ont été faites en l'absence de bruit de détection.

Dans ce chapitre, on se propose d'étudier les performances du CO-SLIDAR dans un cas concret de simulation, en se rapprochant au mieux de la réalité d'une expérience sur le ciel, en utilisant un Shack-Hartmann de 30×30 sous-pupilles, au foyer d'un télescope de 1,5 m de diamètre. On va également analyser l'impact de différentes sources d'erreur sur la reconstruction du profil de turbulence. Pour cela, on commence par présenter le processus de simulation d'images SH turbulentes et bruitées d'une étoile binaire dans la section 3.1. On explique ensuite la méthode employée pour réaliser la mesure des pentes et des indices de scintillation dans ces images, ainsi que la construction des cartes de corrélation, dans la section 3.2. On étudie l'impact des différentes sources d'erreur sur la reconstruction du profil dans la section 3.3, notamment celui des bruits de détection. Dans la section 3.4, on analyse la propagation des bruits de détection sur les mesures de pentes et de scintillation, avant de proposer diverses méthodes de prise en compte de ces bruits et de soustraction du biais induit dans la section 3.5. On comparera les performances du CO-SLIDAR avec celles d'autres techniques de mesures du profil de C_n^2 dans la section 3.6. Dans la section 3.6.2, on proposera une estimation de l'erreur commise sur la reconstruction en fonction de l'altitude, sous la forme de barres d'erreur ajoutées sur le profil de turbulence estimé. Enfin, les conclusions de ce chapitre seront détaillées dans la section 3.7.

3.1 Simulation d'images Shack-Hartmann turbulentes et bruitées

Dans cette section, on décrit la simulation visant à produire des images SH turbulentes et bruitées d'une étoile binaire. Les paramètres de simulation sont donnés dans le paragraphe 3.1.1, tandis que la modélisation numérique est décrite dans le paragraphe 3.1.2. Le paragraphe 3.1.3 présente les images ainsi simulées.

3.1.1 Paramètres de simulation

On cherche à réaliser une estimation du profil de turbulence, du sol jusqu'à environ 20 km d'altitude, avec une résolution de quelques centaines de mètres. Pour cela, on considère un télescope de diamètre $D = 1,5$ m et d'occultation centrale 30 %, couplé à un SH de 30×30 sous-pupilles. La dimension des sous-pupilles est donc de $d = 5$ cm dans l'espace du télescope. L'objet observé est une étoile binaire de séparation $\theta = 20$ arcsec, modélisé par une source bi-point alignée verticalement, dans la direction y . Avec cette géométrie de SH, la résolution

en altitude est d'environ $\delta h \simeq 500$ m, et $H_{\max} \simeq 15$ km, d'après les équations 2.1 et 2.2. On travaille à la longueur d'onde $\lambda = 0,55 \mu\text{m}$, avec un échantillonnage à Shannon. On suppose une différence de une magnitude entre les deux étoiles. Les flux sont d'environ 120 et 300 photons par sous-pupille et par trame, respectivement pour chacune des deux étoiles.

Le profil de C_n^2 utilisé pour la simulation, illustré sur la figure 3.1 est typique d'un site astronomique. Il présente une forte turbulence au sol et à basse altitude, ainsi que de la turbulence plus faible en altitude. Ce profil est composé de 32 valeurs de C_n^2 définies à 32 altitudes (*i.e.*

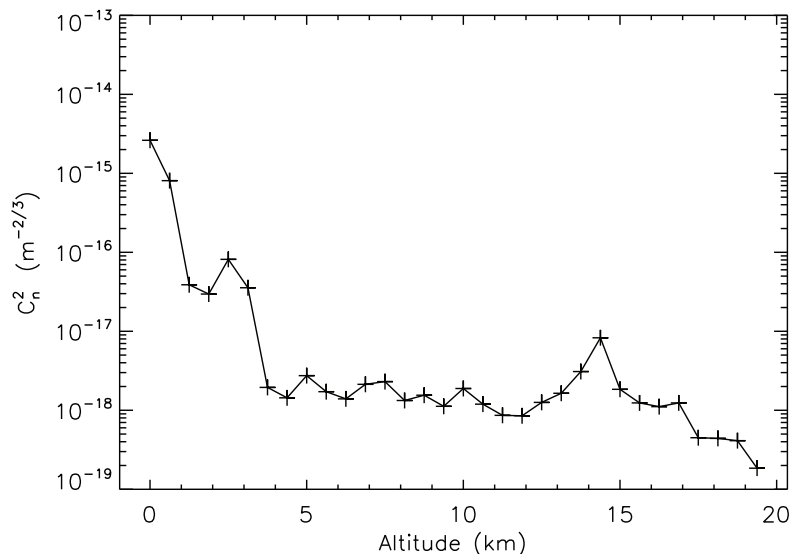


Figure 3.1 – Profil de C_n^2 modèle utilisé pour la simulation.

32 couches turbulentes), espacées de 625 m jusqu'à une altitude d'environ 20 km. Le paramètre de Fried équivalent est $r_0 = 5,5$ cm et la variance du log-amplitude est $\sigma_\chi^2 = 0,023$. On choisit une échelle externe $L_0 = 8$ m. On est contraint à utiliser une petite dimension d'échelle externe au regard de la taille des écrans de phase utilisés dans la simulation. En effet, afin de bien représenter le tip-tilt, les règles de dimensionnement des simulations imposent que la dimension métrique des écrans de phase soient d'au moins deux fois l'échelle externe. On travaille ici avec des écrans de phase de 4096×4096 pixels, correspondant à une taille métrique de 18 m, ce qui permet de conserver environ 341 pixels dans 1,5 m, correspondant à la pupille du télescope, et donc 11 pixels par sous-pupille. Travailler avec une plus grande échelle externe nous obligerait à augmenter la taille métrique des écrans de phase, et donc leur taille pixellique afin de conserver le même nombre de pixels par sous-pupille. Cela conduirait à des simulations numériques trop nécessaires en temps et en place mémoire. L'échelle interne est quant à elle choisie à $l_0 = 5$ mm.

3.1.2 Modélisation numérique

La modélisation numérique se divise en deux parties. La première correspond à la propagation diffractive, et la seconde contient le processus de formation d'image. On en explique ici le principe général. Afin de simuler la propagation à travers la turbulence, on utilise le code PILOT (Propagation and Imaging, Laser and Optics through Turbulence), développé à l'Onera.

La source est échantillonnée sur une grille de points cartésienne bidimensionnelle. Le volume turbulent est découpé en une série de couches discrètes. Le code simule des écrans de phase, représentant le déphasage induit par les couches turbulentes, qui suivent le spectre de von Kármán des fluctuations d'indice de réfraction. La propagation de Fresnel est modélisée entre les écrans. On modélise ainsi à la fois les effets de phase et d'amplitude. En sortie de PILOT on obtient un champ électromagnétique complexe dans la pupille du télescope. Ce champ électromagnétique est ensuite échantillonné au niveau des sous-pupilles. Les FEP de chaque point source sont obtenues par calcul du module carré de la transformée de Fourier du champ. L'imagette SH finale est construite par addition des FEP correspondant à chacune des sources.

3.1.3 Images obtenues

On simule 100 réalisations de la propagation à travers les 32 couches turbulentes. On réalise 9 découpes sur le champ résultant, de la taille de la pupille, après chaque réalisation. On obtient ainsi 900 images SH 30×30 turbulentes. On se limite à 900 échantillons pour des raisons de temps de simulation et de place mémoire. Ces images ne sont pas entachées de bruit de détection. Ces derniers sont ajoutés par la suite. Le bruit de photon est modélisé par une variable aléatoire suivant une loi de Poisson et le bruit de détecteur, d'écart-type $\sigma_{e^-} = 1 e^-/\text{pixel}$, est modélisé par une variable aléatoire suivant une loi gaussienne. Les images SH ainsi simulées sont présentées sur la figure 3.2.

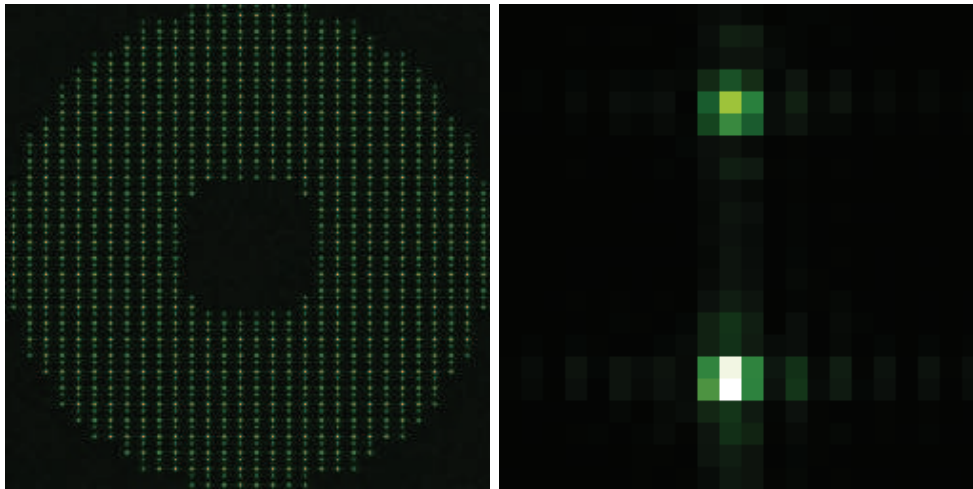


Figure 3.2 – Exemples d'image SH 30×30 longue pose, moyennée sur 100 occurrences (à gauche) et d'imagette SH courte pose (à droite), turbulentes et bruitées.

3.2 Traitement des données

On s'intéresse maintenant à la mesure des pentes et des indices de scintillation, expliquée dans le paragraphe 3.2.1, et à la construction des cartes de corrélation, détaillée dans le paragraphe 3.2.2.

3.2.1 Extraction des pentes et des indices de scintillation

Les pentes du front d'onde et les indices de scintillation pour chaque étoile sont mesurés dans chaque sous-pupille et pour toutes les images SH courtes poses. On considère uniquement les sous-pupilles éclairées au moins à 70 %, les autres sont exclues du traitement, ce qui laisse 620 sous-pupilles valides sur les 900 du SH. Pour mesurer la pente dans les deux directions orthogonales x et y , on utilise un algorithme de CDG. Afin de dissocier les contributions de chacune des deux sources et de limiter les effets dus au bruit, les mesures sont réalisées dans des fenêtres centrées sur chacune des étoiles. On rappelle en effet que d'après les équations 1.57, 1.56, 1.61 et 1.62, les variances des bruits croissent avec la dimension de la fenêtre de calcul. On considère donc des boîtes de 4×4 , 6×6 et 8×8 pixels pour les mesures. L'impact de la taille de ces boîtes sera discuté dans le paragraphe 3.3.1. La position des boîtes est déterminée en localisant la position moyenne de la tâche image dans les sous-pupilles, sur l'image longue pose. La boîte est ensuite centrée sur cette position moyenne et l'on peut faire varier ses dimensions. On mesure ainsi la position des étoiles dans les différentes sous-pupilles de l'analyseur. La moyenne temporelle de cette mesure, par étoile et par sous-pupille, évaluée sur la pile d'image, sert de référence pour la mesure de pente. L'intensité totale correspond au total des intensités des pixels compris dans la boîte. L'indice de scintillation est dérivé de cette mesure en utilisant l'équation 1.54. Les pentes et les indices de scintillation sont mesurés dans les images sans bruit et bruitées.

3.2.2 Construction des cartes de corrélation

Les autocorrélations (sur une seule étoile), et les intercorrélations (entre les deux étoiles) sont estimées à partir des pentes et des indices de scintillation mesurés. Les autocorrélations sont en réalité évaluées sur chacune des deux étoiles et moyennées, ce qui augmente la statistique en doublant le nombre d'échantillons. Les corrélations sont estimées pour toutes les séparations entre sous-pupilles et représentées sous forme de cartes de corrélation, tel qu'expliqué dans le paragraphe 2.5.3.

La figure 3.3 représente les cartes de corrélation issues des données mesurées. Les cartes d'autocorrélation ont un maximum de corrélation au centre; elles représentent la réponse du système à l'intégrale de la turbulence. Dans les cartes d'intercorrélation, le pic de corrélation associé à la couche d'altitude h est situé en $\mathbf{d}_{mn} = \boldsymbol{\theta}h$. Sur la carte d'intercorrélation de la scintillation, les pics de corrélation associés aux couches turbulentes à différentes altitudes sont clairement identifiables dans le cadran inférieur de la carte, dans la direction d'alignement des étoiles. Sur les cartes d'intercorrélation des pentes, seul le pic correspondant à l'altitude $h = 0$ est visible au centre de la carte. Les pics de corrélation associés aux autres couches sont aussi situés en $\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\theta}h$, mais à cause de la largeur de la réponse et de la décroissance de la turbulence avec h , elles ne sont pas discernables "à l'oeil".

Au moment de la concaténation des pseudo-mesures dans le vecteur \mathbf{C}_{mes} , on n'utilise pas tous les points des cartes de corrélation. On exploite certaines symétries ainsi que les constatations faites sur les cartes. Ainsi, les cartes d'autocorrélation étant centro-symétriques par construction, les quatre cadrans de ces cartes contiennent la même information. Par ailleurs, on a vu sur les cartes d'intercorrélation de la scintillation que la signature des couches turbulentes était clairement visible dans la partie inférieure de la carte, dans la direction d'alignement des étoiles. Pour remplir le vecteur \mathbf{C}_{mes} , on exploitera donc uniquement le cadran inférieur droit des cartes, comme illustré sur la figure 3.4. On réalise cette sélection des pseudo-mesures afin de réduire la taille du problème et donc de diminuer le temps nécessaire à l'inversion, sans provoquer

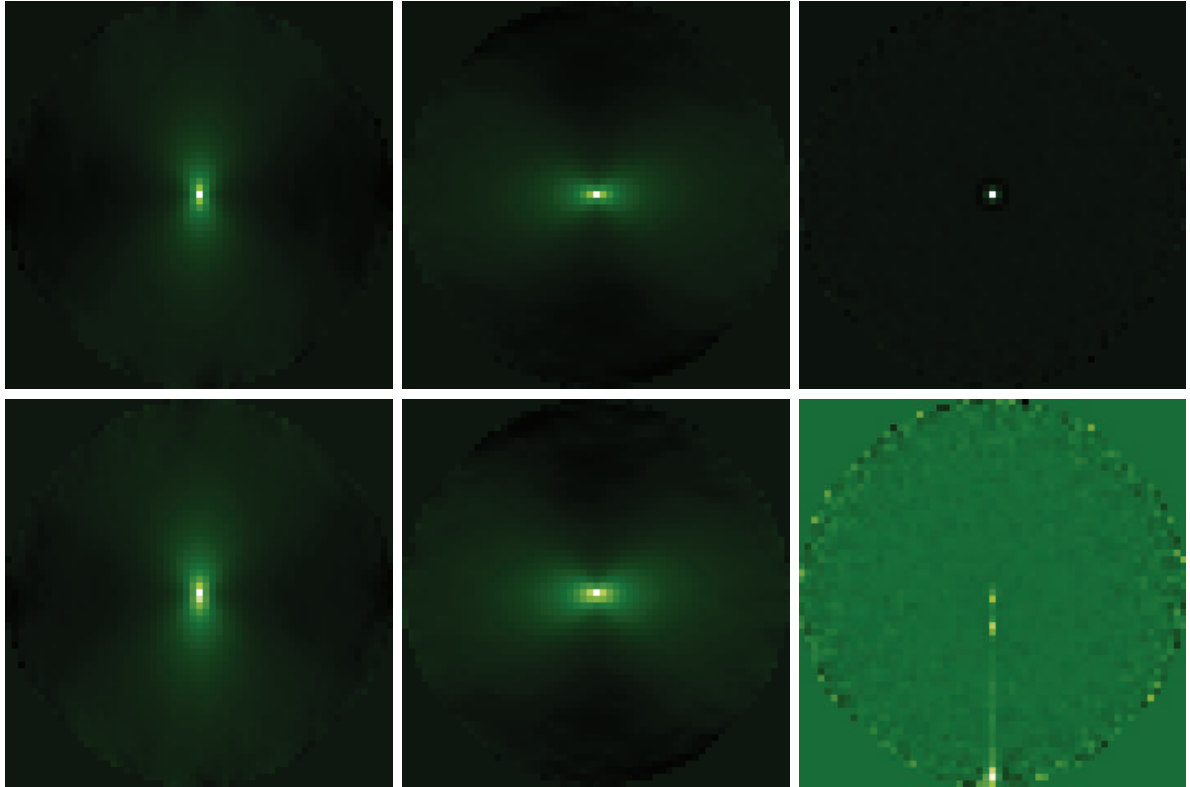


Figure 3.3 – Cartes de corrélation construites à partir des données de pentes et de scintillation. Haut : cartes d'autocorrélation, bas : cartes d'intercorrélation. Gauche : corrélation des pentes en x , milieu : corrélation des pentes en y , droite : corrélation de la scintillation.

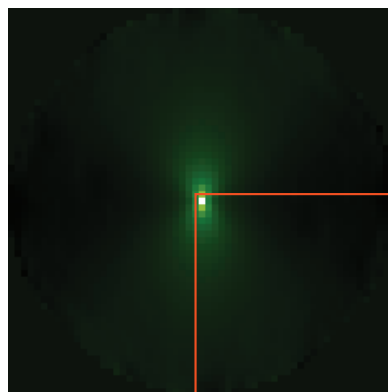


Figure 3.4 – Sélection du cadran inférieur droit de la carte d'autocorrélation des pentes en x . La zone délimitée en orange correspond aux points de cette carte utilisés pour remplir le vecteur \mathbf{C}_{mes} . Cette sélection des pseudo-mesures est réalisée dans toutes les cartes.

de perte d'information.

3.3 Sources d'erreur sur la reconstruction du profil de C_n^2

On étudie ici les différentes sources d'erreur affectant la reconstruction du profil de C_n^2 . Le profil est reconstruit par minimisation du critère de maximum de vraisemblance J_{MV} , en utilisant le formalisme exposé dans le paragraphe 2.5.4.3. Dans le cadre de la reconstruction des profils de C_n^2 en simulation, on ne réalisera pas d'inversion régularisée. On essaie de reconstruire les 32 couches du profil théorique, en utilisant la même rampe d'altitude. On va tout d'abord s'intéresser aux profils estimés en l'absence de bruit de détection. Dans le paragraphe 3.3.1, on s'intéresse à l'impact de la taille de la fenêtre de calcul. Les paragraphes 3.3.2 et 3.3.3 sont respectivement consacrés à l'étude de l'influence de l'échelle externe et de la turbulence non-vue. Enfin, le paragraphe 3.3.4 étudie l'impact des bruits de détection sur la restitution.

3.3.1 Impact de la taille de la fenêtre de calcul

Comme on l'a dit dans le paragraphe 3.2.1, des fenêtres de différentes tailles sont utilisées pour mesurer les pentes et les indices de scintillation. Ici, on considère des données sans bruit de détection. Les profils de C_n^2 reconstruits en utilisant différentes tailles de fenêtre sont présentés sur la figure 3.5. Du fait de la contrainte de positivité, certaines couches mal reconstruites sont estimées à zéro par l'estimateur. Ici comme dans la suite, pour une meilleure visualisation, on ramène arbitrairement ces couches à une valeur de C_n^2 de $10^{-19} \text{ m}^{-2/3}$. On se rend tout de suite

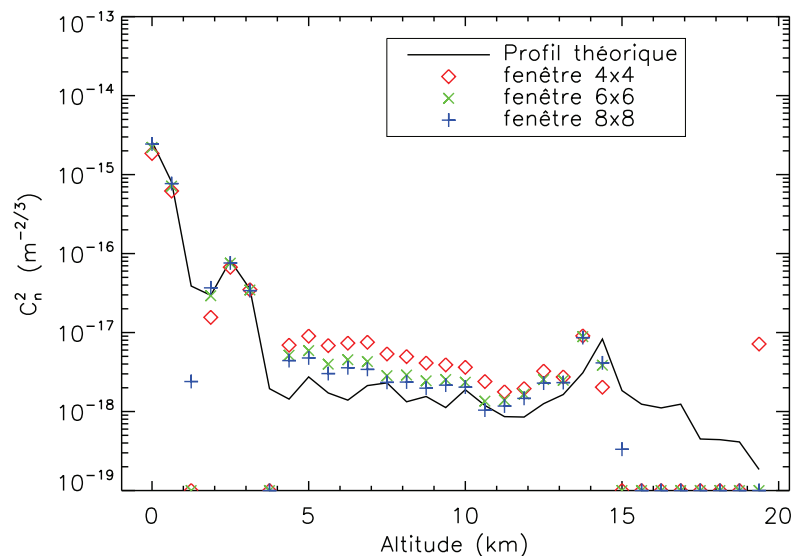


Figure 3.5 – Impact de la taille de la fenêtre, pour la mesure des pentes et de la scintillation, sur le profil de C_n^2 estimé.

compte que la taille de la fenêtre introduit un biais sur la mesure du profil de C_n^2 . Les couches de basses altitudes sont bien reconstruites avec les boîtes de 6×6 et 8×8 pixels, tandis qu'avec la boîte de 4×4 pixels elles sont souvent sous-estimées. A partir d'environ 4 km d'altitude, et

jusqu'à environ 13,5 km, les valeurs de C_n^2 sont toujours surestimées, mais plus la taille de la boîte est petite, plus cette surestimation est grande. La couche légèrement au dessus de 14 km est quant à elle sous-estimée avec les boîtes de 6×6 et 8×8 pixels, encore plus avec la fenêtre de 4×4 pixels. A partir de 15 km, les couches ne sont plus reconstruites, mais cela provient plus du fait qu'on a atteint l'altitude maximale sondable avec les intercorrélations, environ 15 km d'après l'équation 2.2, que d'un biais dû au fenêtrage.

Le biais constaté peut être expliqué. En effet, quand on mesure les pentes et les indices de scintillation dans des fenêtres plus petites que la sous-pupille, la tâche image est en partie tronquée. Une partie du flux incident n'est donc pas prise en compte pour l'estimation du CDG et de l'intensité, conduisant à une erreur sur la mesure, qui se propage sur l'évaluation du profil de C_n^2 . On doit donc choisir avec attention la taille de la boîte. Sa dimension doit dépendre de l'éclatement de la tâche image (dû à la turbulence) et du rapport signal à bruit (RSB) dans la sous-pupille. Plus la tâche est éclatée, plus la boîte doit être grande, pour ne pas trop tronquer la tâche. Cependant, une grande taille de fenêtre introduira plus de bruit dans les mesures. Il y a donc un compromis à réaliser. Par ailleurs, si les composantes de la binaire sont trop rapprochées, la taille de la boîte est de fait limitée. Dans la suite, on conservera des boîtes de 8×8 pixels.

3.3.2 Influence de l'échelle externe

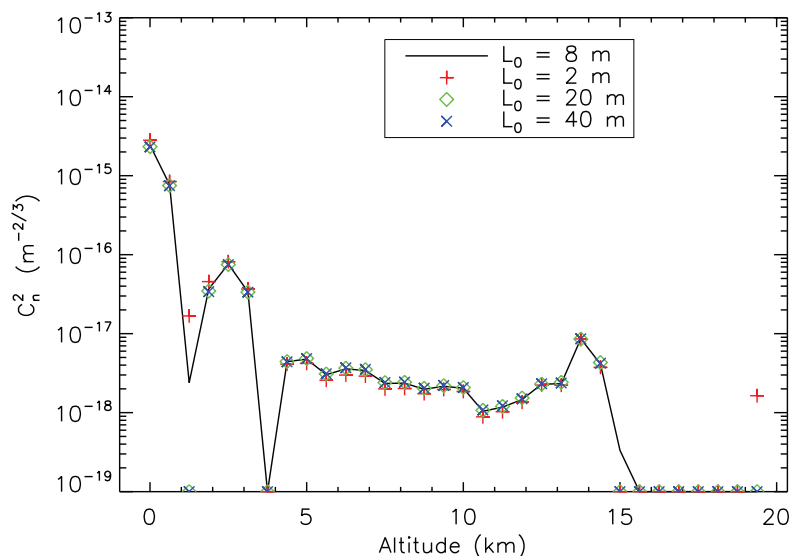


Figure 3.6 – Influence de l'échelle externe sur la reconstruction du profil de C_n^2 .

On s'intéresse à présent à l'influence de l'échelle externe sur la reconstruction du profil. On rappelle que la propagation à travers la turbulence est réalisée avec une échelle externe $L_0 = 8$ m. Les raisons du choix de cette valeur, qui peut sembler petite au regard de celles mesurées *in situ*, ont déjà été données dans le paragraphe 3.1.1. On effectue plusieurs reconstructions du profil de C_n^2 , en faisant varier la valeur de l'échelle externe dans le modèle, tel que $L_0 = 2, 8, 20$, et 40 m. Cela implique un nouveau calcul, pour chaque valeur d'échelle externe, des fonctions de pondé-

ration W servant à remplir la matrice M du problème direct, qui, on le rappelle, dépendent du spectre de turbulence de von Kármán. Les résultats des différentes estimations du profil sont représentés sur la figure 3.6. On voit sur cette figure que pour $L_0 = 2$ m, les couches basses sont légèrement surestimées, par rapport à la reconstruction avec $L_0 = 8$ m, tandis que les couches hautes entre 5 et 12 km d'altitude sont légèrement sous-estimées. En revanche, pour $L_0 = 20$ et 40 m, l'effet sur la reconstruction du profil par rapport à $L_0 = 8$ m est indiscernable. Cette constatation s'explique par le fait que l'échelle externe modifie l'amplitude des perturbations aux basses fréquences spatiales, pour L_0 petite devant D . Ici, le diamètre du télescope est $D = 1,5$ m. Ainsi, l'effet sur la reconstruction du profil ne se fait sentir que pour $L_0 = 2$ m, et pas pour $L_0 = 20$ et 40 m. Cette explication peut être complétée par la représentation des fonctions de pondération relatives aux corrélations des pentes et de la scintillation, pour les quatre valeurs de L_0 énoncées, sur la figure 3.7. Concernant les fonctions de pondération relatives aux corrélations

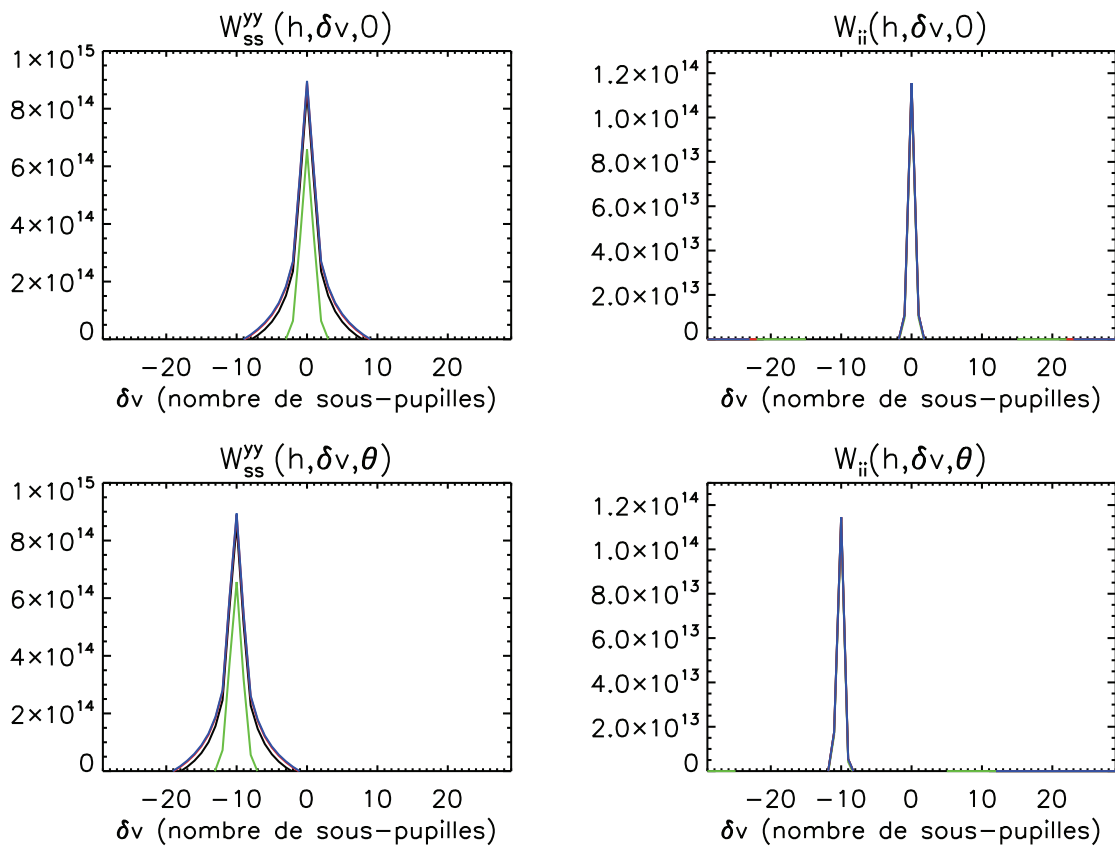


Figure 3.7 – Coupes des fonctions de pondération dans la direction y , pour un SH composé de 30×30 sous-pupilles de 5 cm, et pour $\theta = 20$ arcsec, à l'altitude $h = 5$ km. Les courbes en noir correspondent à $L_0 = 8$ m, les courbes en vert correspondent à $L_0 = 2$ m, les courbes en rouge correspondent à $L_0 = 20$ m et les courbes en bleu correspondent à $L_0 = 40$ m.

des pentes, on constate que celles correspondant à $L_0 = 8, 20,$ et 40 m sont confondues, tandis que celle correspondant à $L_0 = 2$ m est de moindre amplitude et également plus piquée. En revanche, on remarque que l'échelle externe n'a aucune influence sur les fonctions de pondération relatives aux corrélations de la scintillation. Ainsi, seul la réponse des pentes est sensible à

l'échelle externe, et ceci seulement quand L_0 devient du même ordre de grandeur que D . Ceci conclut l'explication sur le peu d'influence de l'échelle externe sur la reconstruction du profil de C_n^2 , dans le cas considéré ici.

Cependant, on peut s'interroger sur la possibilité d'estimer L_0 avec la technique CO-SLIDAR. Pour ce faire, on représente la valeur du minimum du critère J_{MV} en fonction de L_0 . Le résultat est exposé sur la figure 3.8. On constate que le minimum de la courbe correspond à la valeur

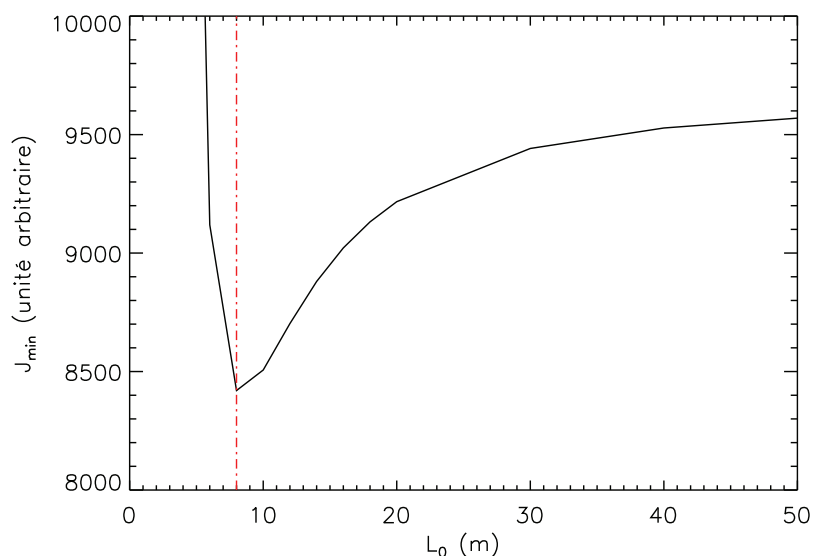


Figure 3.8 – Minimum du critère J_{MV} en fonction de L_0 . La ligne en traits pointillés rouge correspond à $L_0 = 8$ m, qui est la valeur vraie.

$L_0 = 8$ m, qui est la valeur utilisée dans les simulations de propagation. Le minimum augmente peu pour des valeurs de L_0 supérieures, tandis qu'il augmente très fortement pour les valeurs inférieures. Ceci est en concordance avec ce qui a été montré précédemment sur les reconstructions de profils. Cependant, la présence d'un minimum sur cette courbe laisse entrevoir la possibilité d'une estimation de l'échelle externe par la méthode CO-SLIDAR.

3.3.3 Influence de la turbulence non-vue

On regarde maintenant l'influence de la turbulence non-vue sur la restitution du profil de C_n^2 . On entend par turbulence non-vue celle qui est située au dessus d'une certaine altitude H_{\max} . Pour cela, on tronque notre vecteur \mathbf{C}_{mes} en considérant seulement un SH de 20×20 sous-pupilles, et donc une excursion maximale en terme de distance entre sous-pupille telle que $\rho_{\max} = 20$. On a alors un altitude maximale sondable H_{\max} de l'ordre de 10 km. On estime donc cette fois 17 couches turbulentes, jusqu'à environ 10 km d'altitude. Le profil ainsi reconstruit est représenté sur la figure 3.9. On voit qu'à partir d'environ 5 km, les couches turbulentes sont surestimées. Cette surestimation est due à la turbulence non-vue présente au delà de 10 km, principalement la couche entre 14 et 15 km, dont la force est reportée sur les couches aux altitudes inférieures. En effet, si les intercorrélations présentent une altitude de coupure H_{\max}

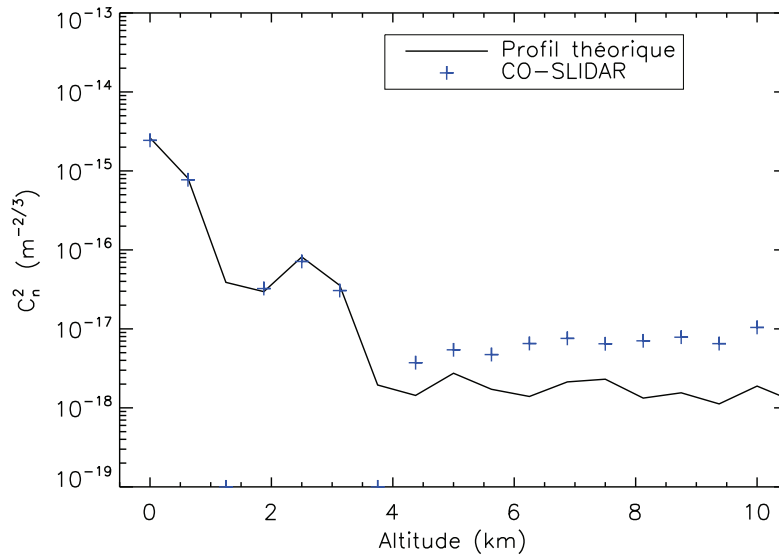


Figure 3.9 – Effet de la turbulence non-vue sur la reconstruction du profil de C_n^2 .

au delà de laquelle elles sont “aveugles” à la turbulence, les autocorrélations sont en revanche la réponse du système à l’intégrale de la turbulence, et c’est l’information qu’elles apportent qui cause cette surestimation.

3.3.4 Impact des bruits de détection

On s’intéresse enfin à l’impact des bruits de détection sur la reconstruction du profil de C_n^2 . L’effet de ces bruits sur le profil estimé est montré sur la figure 3.10. On constate que les couches turbulentes sont surestimées par rapport à la restitution sans bruit. Les couches basses, jusqu’à environ 4 km d’altitude, sont moins impactées que les couches entre 4 et 14 km. En effet, les couches basses correspondent à de fortes valeurs de C_n^2 et donc à un meilleur RSB. Par ailleurs, on estime maintenant très mal la couche entre 14 et 15 km. Cette couche, bien que possédant un C_n^2 fort, est estimée à l’aide des grandes séparations entre sous-pupilles, correspondant à un moins grand nombre de couples de sous-pupilles disponibles que pour les couches plus basses. On a donc moins d’échantillons pour l’estimation des corrélations et un RSB moindre.

Ces constatations faites, on va étudier dans la section suivante la propagation des bruits de détection sur les mesures SH de pentes et de scintillation, en fonction du flux incident, pour ensuite proposer des méthodes de soustraction du biais dû à ces bruits dans la section 3.5.

3.4 Etude de la propagation des bruits de détection sur les mesures SH

Cette section présente une étude de la propagation des bruits de détection sur les mesures SH. On commence par décrire la simulation dans le paragraphe 3.4.1. Le paragraphe 3.4.2 présente les résultats obtenus en terme de variance du bruit sur la scintillation, tandis que le paragraphe 3.4.3 expose ceux obtenus dans le cas de la variance du bruit sur la pente. Dans le

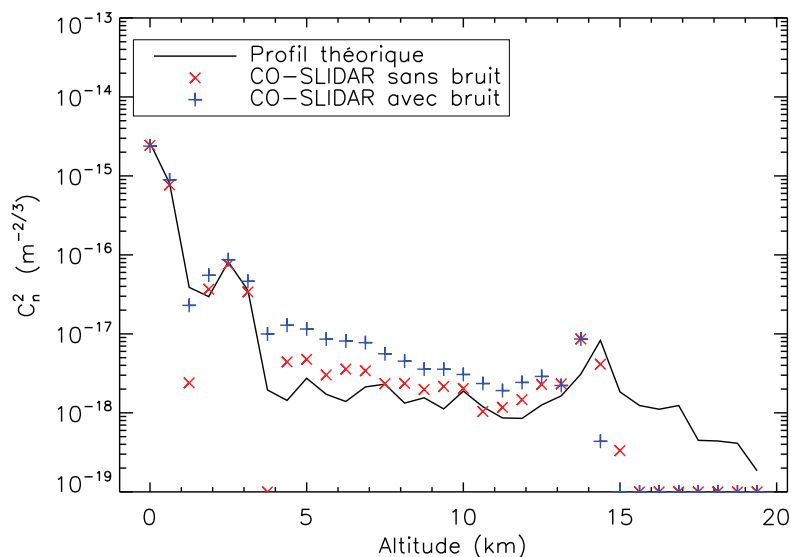


Figure 3.10 – Impact des bruits de détection sur l'estimation du profil de C_n^2 .

paragraphe 3.4.4, on réalise une analyse complémentaire pour étudier l'effet d'un recentrage de la tâche image. On tire enfin les conclusions de cette étude dans le paragraphe 3.4.5.

3.4.1 Description de la simulation

On simule de nouvelles images SH turbulentes et bruitées, cette fois-ci d'une source simple. Afin d'accélérer les temps de calcul, on travaille sur une géométrie réduite, à savoir un SH de 8×8 sous-pupilles, avec $d = 5$ cm. Le profil de C_n^2 modèle reste le même. Les images sont simulées de la même manière que celle décrite dans le paragraphe 3.1.2. On simule 4000 images SH turbulentes de 320×320 pixels. Chaque sous-pupille fait donc 40×40 pixels. Les images sont ensuite bruitées, de la même façon que dans la simulation précédente, en prenant $\sigma_{e^-} = 1$ e⁻/pixel. Les images typiquement obtenues sont présentées sur la figure 3.11.

Les mesures de pentes et de scintillation sont obtenues de la même façon que dans le paragraphe 3.2.1. On considère des boîtes de 4×4 , 6×6 et 8×8 pixels. On ne conserve que les sous-pupilles éclairées à 100 %, ce qui laisse 32 sous-pupilles valides pour le traitement.

Les résultats obtenus à partir de ces images turbulentes et bruitées vont dans la suite être comparés aux résultats obtenues à partir d'images pour lesquelles les effets de la turbulence, fluctuations de phase et d'intensité, ont été annulés dans la simulation.

3.4.2 Variance du bruit sur la scintillation

On examine dans un premier temps la propagation du bruit sur la scintillation. Pour le cas sans turbulence, la variance du bruit est tout simplement donnée par la variance de la mesure, étant donné qu'il n'y a pas d'autre source de perturbation. Cette variance est estimée sur l'ensemble des sous-pupilles et sur l'ensemble des images. Pour le cas turbulent, la variance du bruit est estimée en soustrayant la variance estimée à partir des mesures réalisées sur les

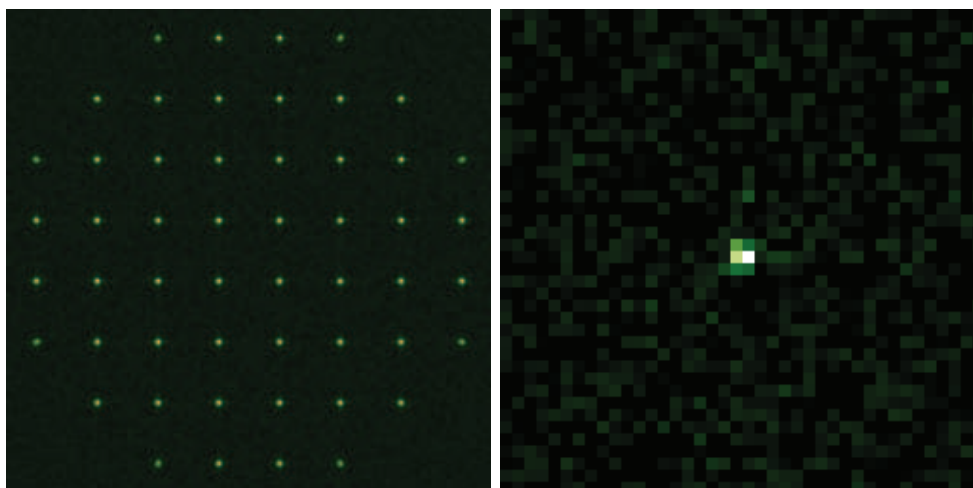


Figure 3.11 – Image SH 8×8 longue pose, moyennée sur 100 occurrences (à gauche) et imagerie SH courte pose (à droite), turbulente et bruitée.

images turbulentes non-bruitées à celle estimée à partir des mesures réalisées sur les images turbulentes bruitées, afin d'éliminer la contribution de la turbulence.

On commence par étudier la propagation du bruit de photon. La figure 3.12 montre les résultats obtenus pour différents flux, dans le cas sans turbulence et dans le cas avec turbulence. Ces résultats sont comparés à ceux donnés par l'équation 1.61, en fonction du nombre de photons inclus dans la fenêtre de calcul. On constate que dans les deux cas, sans et avec turbulence, les résultats sont en parfaite adéquation avec la théorie.

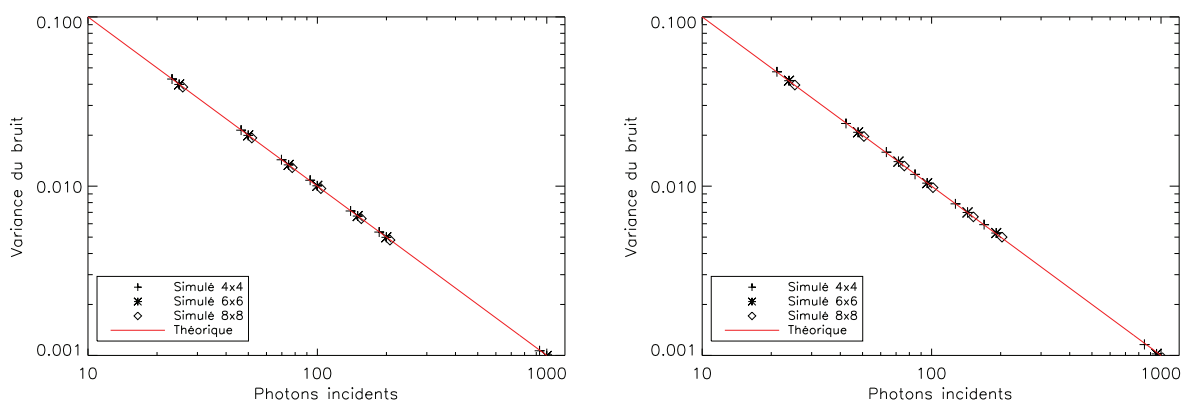


Figure 3.12 – Variance du bruit de photon sur la mesure de scintillation. A gauche : variance en l'absence de turbulence. A droite : variance en présence de turbulence.

On s'intéresse à présent à la propagation du bruit de détecteur. Les résultats obtenus en simulation sont comparés à ceux donnés par l'équation 1.62, en fonction du nombre de photons. Cette comparaison, illustrée sur la figure 3.13, ne montre cette fois encore, aucune différence entre simulation et théorie.

On compare finalement les résultats obtenus en terme de variance du bruit total, pour des images contenant à la fois du bruit de photon et du bruit de détecteur. La figure 3.14 confirme la parfaite adéquation entre simulation et théorie, en terme de variance du bruit sur la mesure de scintillation.

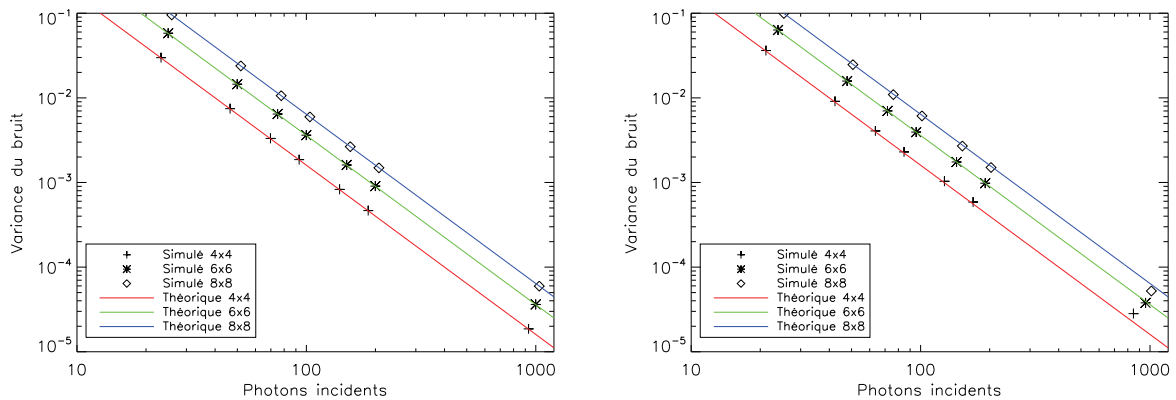


Figure 3.13 – Variance du bruit de détecteur sur la mesure de scintillation. A gauche : variance en l'absence de turbulence. A droite : variance en présence de turbulence.

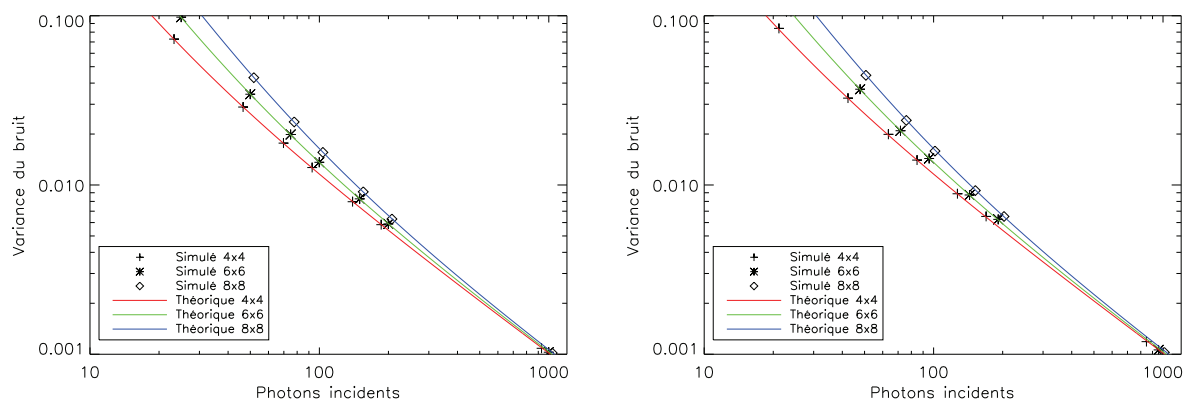


Figure 3.14 – Variance du bruit total sur la mesure de scintillation. A gauche : variance en l'absence de turbulence. A droite : variance en présence de turbulence.

Cette section nous a permis de valider en simulation les équations 1.61 et 1.62, permettant l'estimation des variances des bruits sur la mesure de scintillation. Aucune différence n'a été constatée entre variance estimée à partir des mesures sans turbulence et des mesures turbulentes. Dans la section suivante, on va s'intéresser à la propagation des bruits sur la mesure de pente.

3.4.3 Variance du bruit sur la pente

On procède de la même manière que dans la section précédente, mais cette fois-ci on étudie la propagation du bruit sur la mesure de pente. La figure 3.15 montre les résultats obtenus pour

différents flux, concernant la variance du bruit de photon. Ces résultats sont comparés à ceux donnés par l'équation 1.57. On voit que dans le cas sans turbulence, les résultats obtenus en

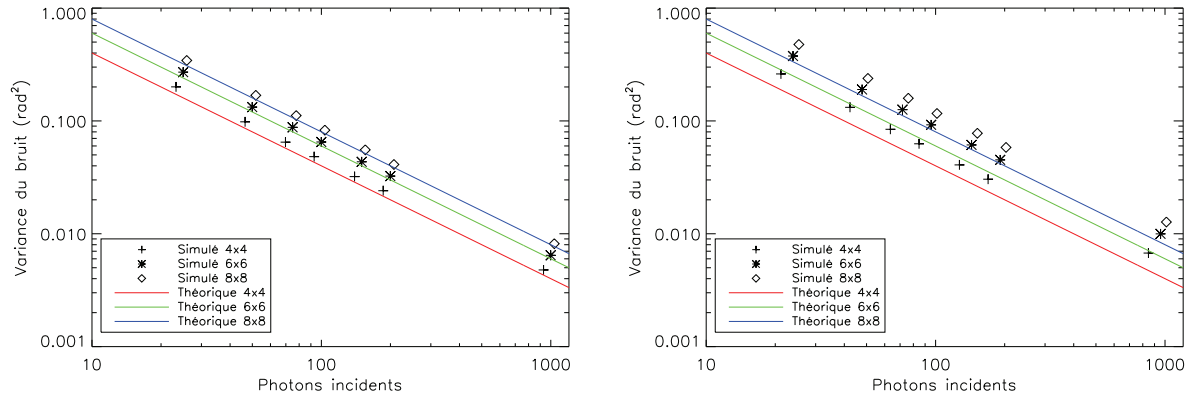


Figure 3.15 – Variance du bruit de photon sur la mesure de pente. A gauche : variance en l'absence de turbulence. A droite : variance en présence de turbulence.

simulation et théoriques sont quasiment identiques. Les résultats en simulation sont cependant légèrement supérieurs aux résultats théoriques, ceci étant dû aux différentes approximations faites dans l'équation 1.57. En revanche, dans le cas avec turbulence, les résultats en simulation sont systématiquement supérieurs aux résultats théoriques et l'écart semble augmenter avec la taille de la fenêtre.

On compare à présent la propagation du bruit de détecteur en présence ou non de turbulence. Les résultats issus de la simulation sont comparés à ceux donnés par l'équation 1.56, sur la figure 3.16. Dans le cas sans turbulence, les résultats en simulation suivent parfaitement les

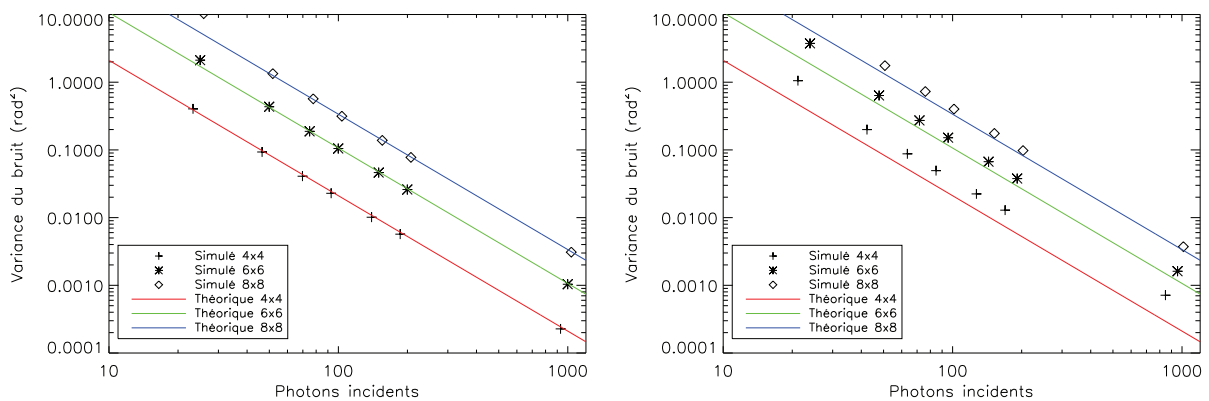


Figure 3.16 – Variance du bruit de détecteur sur la mesure de pente. A gauche : variance en l'absence de turbulence. A droite : variance en présence de turbulence.

résultats théoriques. En revanche, en présence de turbulence, les résultats obtenus en simulation sont là encore supérieurs aux prévisions théoriques. Cependant, cette différence semble aller en

s'amenuisant avec l'augmentation de la taille de la fenêtre.

On termine par la propagation du bruit total, illustrée sur la figure 3.17. Dans le cas sans turbulence les résultats en simulation sont quasiment identiques aux résultats théoriques. En présence de turbulence, ils sont toujours supérieurs.

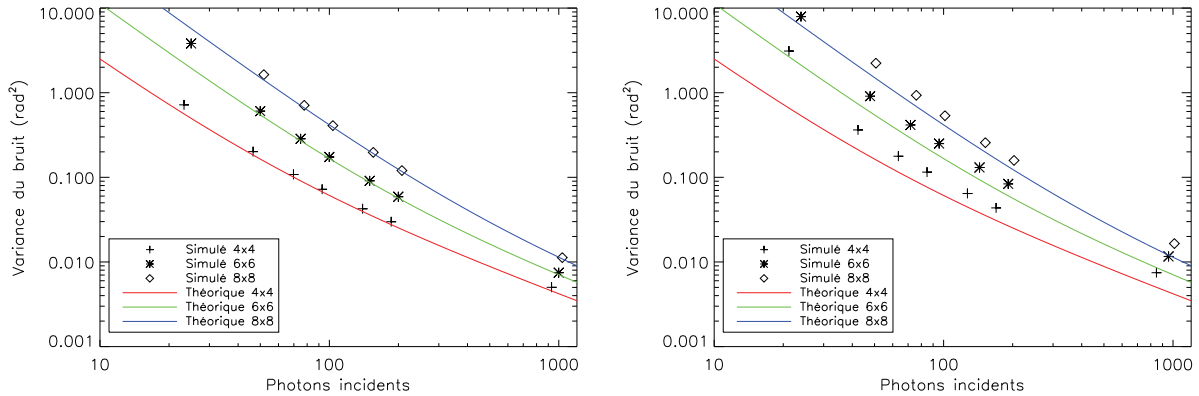


Figure 3.17 – Variance du bruit total sur la mesure de pente. A gauche : variance en l'absence de turbulence. A droite : variance en présence de turbulence.

On a pu constater dans cette section que dans le cas de la mesure de pente, la variance du bruit estimée en présence de turbulence est toujours supérieure à celle donnée par les formules théoriques. Pour mieux comprendre cette différence, on va étudier dans la section suivante l'effet d'un recentrage des tâches image avant la mesure.

3.4.4 Effet du recentrage de la tâche

Afin de mieux comprendre la propagation du bruit, on procède à des simulations simplifiées. On simule un seul écran de phase suivant la statistique de von Kármán. Cet écran est paramétré par le paramètre de Fried r_0 et l'échelle externe L_0 . On découpe dans cet écran de phase un carré de 20×20 pixels, correspondant dans la simulation à une sous-pupille carrée de 5 cm de côté. La simulation est réalisée pour un rapport $\frac{d}{r_0} = 1$. Ici, il n'y a que des effets de phase, pas de scintillation. Une image de 40×40 pixels est ensuite obtenue à partir de cette phase turbulente. Afin de s'affranchir des différents biais de mesure, la tâche image est recentrée, via une soustraction du tip-tilt au niveau de la phase dans la sous-pupille. On simule 4000 images, correspondant à 4000 réalisations de phase. On ajoute ensuite les bruits de détection dans les images simulées et recentrées, et on estime la position du spot. Afin de ne prendre en compte que les effets dus aux bruits de détection, la variance due aux déformations turbulentes de la forme du spot est soustraite à la variance totale. Les résultats obtenus avec le bruit de photon seul, avec le bruit de détecteur seul et avec la somme des deux, pour des fenêtres de calcul de 4×4 , 6×6 et 8×8 pixels, sont représentés sur la figure 3.18. En terme de variance du bruit de photon, les résultats en simulation restent supérieurs aux valeurs théoriques attendues, le recentrage ne semble pas avoir d'effet. En revanche, avec le bruit de détecteur seul, les résultats en simulation sont maintenant conformes aux prévisions théoriques, et cela amoindrit l'écart entre simulation et théorie en terme de variance du bruit total.

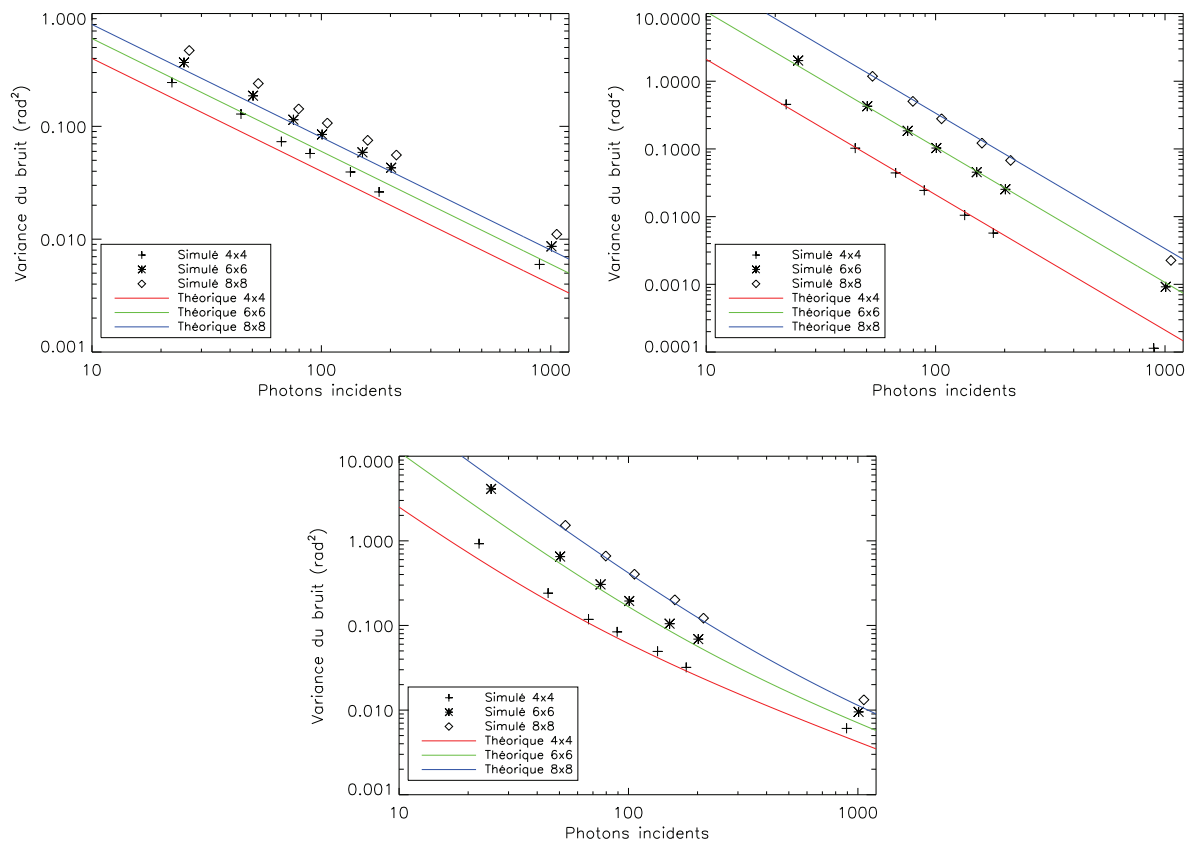


Figure 3.18 – Variance du bruit sur la mesure de pente pour une image turbulente et un spot recentré. En haut, à gauche : variance du bruit de photon. En haut, à droite : variance du bruit de détecteur. En bas : variance du bruit total.

Les commentaires qu'on peut faire sur cette étude sont les suivants. Le recentrage améliore l'adéquation entre théorie et simulation. Il existe donc un biais de mesure lorsque la tâche n'est pas bien centrée dans la boîte. En revanche, l'erreur de mesure due au bruit de photon reste supérieure aux prévisions théoriques. La première raison est que l'équation 1.57 n'est qu'une approximation du résultat exact. Par ailleurs, dans le cas d'une sous-pupille carrée, la théorie suppose que la tâche est un sinus cardinal. Or, du fait des distorsions turbulentes de la tâche, on s'éloigne de cette hypothèse. Cet écart au sinus cardinal est d'autant plus important que la taille de la boîte augmente, car les lobes secondaires sont également distordus, et donc l'écart entre théorie et simulation augmente avec la taille de la boîte. En revanche, le terme de bruit de détecteur ne fait pas d'hypothèse sur la forme de la tâche, le seul biais est donc celui dû au décentrage de la tâche, qui disparaît après recentrage.

3.4.5 Conclusion

En ce qui concerne la mesure de pente dans des images turbulents, on a pu voir au travers de cette étude que les variances des bruits estimées ne correspondent pas aux variances théoriques. Le recentrage des tâches permet de se rapprocher des variances théoriques. Mais dans l'analyse CO-SLIDAR, les données SH sont des données boucle ouverte, et même si en pratique on essaiera de centrer au mieux les boîtes sur les tâches, il n'y aura pas de suppression du tip-tilt au niveau de la sous-pupille. Par ailleurs, il existe un écart inévitable à l'hypothèse de forme de sinus cardinal de la tâche, en présence de turbulence. On a en revanche pu valider les équations de propagation du bruit sur la scintillation.

Dans la section suivante, on va analyser plusieurs approches pour la prise en compte des bruits de détection et la soustraction du biais induit, dans l'estimation du profil de C_n^2 . Ces méthodes vont d'une simple soustraction du biais calculé à l'aide des équations théoriques, jusqu'à une estimation conjointe des variances des bruits et du profil de turbulence.

3.5 Prise en compte des bruits de détection dans la reconstruction du profil de C_n^2 et soustraction du biais induit

On a vu dans le paragraphe 3.3.4 que les bruits de détection avaient un impact sur la reconstruction du profil de C_n^2 . Il est donc important de prendre en compte ces bruits dans le cadre de la restitution du profil de C_n^2 avec la technique CO-SLIDAR. La section ci-présente s'y consacre. Le paragraphe 3.5.1 présente l'approche initialement adoptée, à savoir une soustraction du biais théorique. Le paragraphe 3.5.2 détaille une méthode plus adaptée d'estimation conjointe des variances des bruits et du profil de turbulence. Le paragraphe 3.5.3 propose une solution par exclusion des variances des mesures de pentes et de scintillation du vecteur des pseudo-mesures.

3.5.1 Approche initiale : soustraction du biais théorique

La première méthode de prise en compte du bruit, qui a initialement été utilisée, est la soustraction du biais théorique. Dans la suite, on détaille la méthode et les résultats obtenus.

3.5.1.1 Méthode

Ici comme dans la suite de cette section, on suppose le bruit statistiquement indépendant entre les différentes sources et les différentes sous-pupilles. Cela signifie donc que seules les

variances des mesures, c'est à dire le point central des cartes d'autocorrélation, sont biaisées. Une manière d'accéder à la variance du bruit est donc de la calculer analytiquement, à partir des équations 1.57, 1.56, 1.61 et 1.62, connaissant le nombre de photons par sous-pupille et par trame, et le bruit de détecteur. Comme les deux étoiles ont des magnitudes différentes, on utilise des nombres de photons différents. Le biais ainsi évalué est finalement la moyenne des biais calculés sur chacune des deux étoiles. On rappelle en effet que les autocorrélations sont moyennées sur les deux étoiles, afin d'accroître le nombre d'échantillons disponibles pour l'estimation des corrélations. Ce biais est ensuite soustrait aux valeurs centrales des cartes d'autocorrélation.

3.5.1.2 Résultats

Les corrélations débiaisées des effets du bruit sont utilisées pour reconstruire le profil de C_n^2 . Le résultat obtenu est présenté sur la figure 3.19. Cette correction permet d'estimer le profil de C_n^2 de façon très satisfaisante par rapport à la reconstruction en l'absence de bruit de détection.

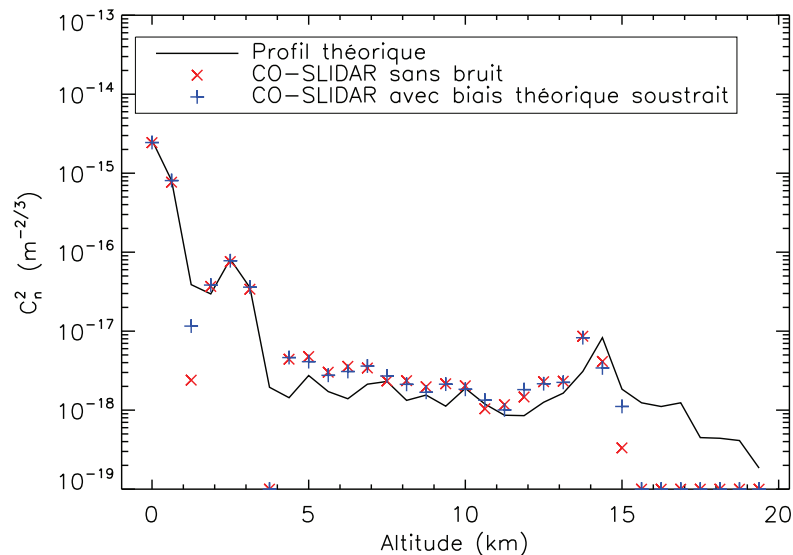


Figure 3.19 – Impact de la soustraction du biais théorique dû aux bruits de détection sur le profil de C_n^2 restitué.

On affiche dans le tableau 3.1 les valeurs des variances du signal turbulent et du bruit, pour les pentes et la scintillation. Les variances des bruits sont d'une part calculées à partir des expressions analytiques, et d'autre part mesurées en soustrayant la variance du signal turbulent, comme expliqué dans le paragraphe 3.4.2. Les RSB associés sont calculés. Conformément à ce qui a été dit dans la section 3.4, on constate que le biais théorique soustrait dans le cas de la scintillation correspond bien à la variance du bruit mesurée par soustraction de la variance du signal turbulent. Ainsi, même si le RSB de la scintillation est relativement faible, le calcul analytique permet un débiaisage idéal. En revanche, dans le cas des pentes, la variance du bruit mesurée par soustraction de la variance du signal turbulent est supérieure d'un facteur 1,4 à celle obtenue par calcul analytique. Cependant, le RSB des pentes est relativement fort, ce qui

$\sigma_{\Delta\varphi_{\text{turb}}}^2$ (rad ²)	3,4	$\sigma_{\delta i_{\text{turb}}}^2$	$2,2 \times 10^{-2}$
$\sigma_{\Delta\varphi_{\text{bruitth}}}^2$ (rad ²)	$1,9 \times 10^{-1}$	$\sigma_{\delta i_{\text{bruitth}}}^2$	$8,7 \times 10^{-3}$
$\sigma_{\Delta\varphi_{\text{bruitmes}}}^2$ (rad ²)	$2,6 \times 10^{-1}$	$\sigma_{\delta i_{\text{bruitmes}}}^2$	$8,7 \times 10^{-3}$
RSB $_{\Delta\varphi_{\text{th}}}$	17,9	RSB $_{\delta i_{\text{th}}}$	2,5
RSB $_{\Delta\varphi_{\text{mes}}}$	13,1	RSB $_{\delta i_{\text{mes}}}$	2,5

TABLE 3.1: RSB sur le signal des pentes et de la scintillation.

rend plus négligeable l'impact du bruit. C'est pourquoi, même avec un débiaisage imparfait on arrive à estimer de façon fidèle le profil de C_n^2 .

Cependant, on se trouve ici dans un cas de simulation, où toutes les sources d'erreur sont connues. Sur le ciel, on peut imaginer que l'écart entre biais théorique et biais réel sera plus grand. Par ailleurs, les images expérimentales vont subir différents traitements (seuillage, *etc.*), qui vont rendre difficile l'utilisation d'expressions analytiques. Plutôt que de supposer les variances des bruits calculables théoriquement, on va donc proposer d'autres techniques pour les prendre en compte. Ces méthodes font l'objet des paragraphes 3.5.2 et 3.5.3.

3.5.2 Estimation conjointe du profil de C_n^2 et des variances des bruits de détection

On va maintenant proposer une méthode d'estimation conjointe du profil de C_n^2 et des variances des bruits sur les mesures de pentes et de scintillation.

3.5.2.1 Réécriture du critère à minimiser

On rappelle l'expression du critère de maximum de vraisemblance à minimiser :

$$J_{\text{MV}} = \left(\hat{\mathbf{C}}_{\text{mes}} - M\mathbf{C}_{\mathbf{n}}^2 \right)^T C_{\text{conv}}^{-1} \left(\hat{\mathbf{C}}_{\text{mes}} - M\mathbf{C}_{\mathbf{n}}^2 \right),$$

où $\hat{\mathbf{C}}_{\text{mes}}$ est une estimation non-biaisée des corrélations des mesures SH. On va réintroduire les corrélations des bruits de détection dans cette expression, tel que :

$$J_{\text{MV}} = \left(\mathbf{C}_{\text{mes}} - \mathbf{C}_{\mathbf{d}} - M\mathbf{C}_{\mathbf{n}}^2 \right)^T C_{\text{conv}}^{-1} \left(\mathbf{C}_{\text{mes}} - \mathbf{C}_{\mathbf{d}} - M\mathbf{C}_{\mathbf{n}}^2 \right). \quad (3.1)$$

Il est possible de regrouper certains termes sans changer la forme du problème :

$$J_{\text{MV}} = \left(\mathbf{C}_{\text{mes}} - \left(\mathbf{C}_{\mathbf{d}} + M\mathbf{C}_{\mathbf{n}}^2 \right) \right)^T C_{\text{conv}}^{-1} \left(\mathbf{C}_{\text{mes}} - \left(\mathbf{C}_{\mathbf{d}} + M\mathbf{C}_{\mathbf{n}}^2 \right) \right). \quad (3.2)$$

On peut ainsi créer un nouveau vecteur \mathbf{X} tel que :

$$\mathbf{C}_{\text{mes}} = M\mathbf{C}_{\mathbf{n}}^2 + \mathbf{C}_{\mathbf{d}} + \mathbf{u} = M'\mathbf{X} + \mathbf{u}, \quad (3.3)$$

avec $\mathbf{X} = \begin{pmatrix} \mathbf{C}_{\mathbf{n}}^2 \\ \mathbf{C}_{\mathbf{d}} \end{pmatrix}$ et $M' = (M|I)$, avec I la matrice identité. Ce développement correspond à un problème où l'on cherche à déterminer complètement $\mathbf{C}_{\mathbf{d}}$, qui a alors le même nombre d'inconnues que le nombre d'éléments dans \mathbf{C}_{mes} . Or, toujours en supposant que seules les variances des mesures sont biaisées, la plupart des valeurs de $\mathbf{C}_{\mathbf{d}}$ sont nulles, car elles correspondent à des

corrélations entre sous-pupilles ou sources différentes. Ainsi, on cherche seulement à estimer les variances des bruits. Le problème direct devient donc :

$$\mathbf{C}_{\text{mes}} = M'' \begin{pmatrix} \mathbf{C}_n^2 \\ \sigma_{\Delta\varphi_{x\text{bruit}}}^2 \\ \sigma_{\Delta\varphi_{y\text{bruit}}}^2 \\ \sigma_{\delta i_{\text{bruit}}}^2 \end{pmatrix} + \mathbf{u}, \quad (3.4)$$

où $M'' = (M|A)$, où A est une matrice paramétrée par les hypothèses qu'on fait sur le bruit. Le critère à minimiser s'écrit alors :

$$J_{\text{MV}} = \left(\mathbf{C}_{\text{mes}} - M'' \begin{pmatrix} \mathbf{C}_n^2 \\ \sigma_{\Delta\varphi_{x\text{bruit}}}^2 \\ \sigma_{\Delta\varphi_{y\text{bruit}}}^2 \\ \sigma_{\delta i_{\text{bruit}}}^2 \end{pmatrix} \right)^T C_{\text{conv}}^{-1} \left(\mathbf{C}_{\text{mes}} - M'' \begin{pmatrix} \mathbf{C}_n^2 \\ \sigma_{\Delta\varphi_{x\text{bruit}}}^2 \\ \sigma_{\Delta\varphi_{y\text{bruit}}}^2 \\ \sigma_{\delta i_{\text{bruit}}}^2 \end{pmatrix} \right). \quad (3.5)$$

Les nouveaux paramètres à estimer sont des variances, par définition positives, ainsi, la minimisation de J_{MV} sera toujours faite sous contrainte de positivité.

3.5.2.2 Résultats

Le problème direct ainsi réécrit a été implémenté dans les codes numériques. Cependant, en l'état, les variances des bruits étaient mal estimées. Cela était dû à la différence de dynamique entre les valeurs de C_n^2 et les valeurs des variances. En effet, les valeurs de C_n^2 sont de l'ordre de $10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$, tandis que les variances des bruits sont de l'ordre de 10^{-1} rad^2 pour les pentes et 10^{-2} pour la scintillation. On réalise donc un changement de variable dans les codes, pour ne plus chercher à estimer directement les variances des bruits, mais 10^{-15} fois les variances des bruits. Pour finir, les valeurs présentées dans la suite seront remultipliées par 10^{15} , pour une bonne compréhension.

On estime donc conjointement le profil de C_n^2 et les variances des bruits, à partir des corrélations biaisées. On donne dans le tableau 3.2 les variances estimées, qui sont comparées aux valeurs mesurées en soustrayant la variance du signal turbulent. On constate une légère disparité

$\sigma_{\Delta\varphi_{x\text{bruitest}}}^2$ (rad ²)	$2,8 \times 10^{-1}$	$\sigma_{\Delta\varphi_{y\text{bruitest}}}^2$ (rad ²)	$3,2 \times 10^{-1}$	$\sigma_{\delta i_{\text{bruitest}}}^2$	$1,2 \times 10^{-2}$
$\sigma_{\Delta\varphi_{x\text{bruitmes}}}^2$ (rad ²)	$2,6 \times 10^{-1}$	$\sigma_{\Delta\varphi_{y\text{bruitmes}}}^2$ (rad ²)	$2,8 \times 10^{-1}$	$\sigma_{\delta i_{\text{bruitmes}}}^2$	$8,7 \times 10^{-3}$

TABLE 3.2: Variances des bruits estimées par rapport aux variances mesurées en soustrayant la variance du signal turbulent.

entre variance du bruit sur les pentes en x et sur les pentes en y . Mais on remarque surtout que les variances estimées, que ce soit pour les pentes ou la scintillation, sont toujours supérieures aux valeurs effectivement mesurées en soustrayant la variance du signal turbulent. Afin de mieux comprendre cette différence, on estime conjointement le profil de C_n^2 et les variances des bruits, mais cette fois à partir des corrélations non-biaisées, en conservant le formalisme de l'estimation conjointe. Les valeurs estimées sont présentées dans le tableau 3.3. On voit qu'ici l'estimation conjointe permet d'estimer des quantités (qu'on appellera résidus dans la suite) qui ne sont pas les variances des bruits de détection. On soustrait les valeurs du tableau 3.3 à celles

$\sigma_{\Delta\varphi_{x_{\text{bruit_est}}}}^2$ (rad ²)	$3,7 \times 10^{-2}$	$\sigma_{\Delta\varphi_{y_{\text{bruit_est}}}}^2$ (rad ²)	$5,7 \times 10^{-2}$	$\sigma_{\delta i_{\text{bruit_est}}}^2$	$3,1 \times 10^{-3}$
--	----------------------	--	----------------------	---	----------------------

TABLE 3.3: Variances des bruits estimées en l'absence de bruit de détection.

$\sigma_{\Delta\varphi_{x_{\text{bruit_est}}}}^2$ (rad ²)	$2,5 \times 10^{-1}$	$\sigma_{\Delta\varphi_{y_{\text{bruit_est}}}}^2$ (rad ²)	$2,6 \times 10^{-1}$	$\sigma_{\delta i_{\text{bruit_est}}}^2$	$8,8 \times 10^{-2}$
$\sigma_{\Delta\varphi_{x_{\text{bruit_mes}}}}^2$ (rad ²)	$2,6 \times 10^{-1}$	$\sigma_{\Delta\varphi_{y_{\text{bruit_mes}}}}^2$ (rad ²)	$2,8 \times 10^{-1}$	$\sigma_{\delta i_{\text{bruit_mes}}}^2$	$8,7 \times 10^{-3}$

TABLE 3.4: Variances des bruits après soustraction des résidus, par rapport aux variances mesurées en soustrayant la variance du signal turbulent.

du tableau 3.2, et on compare les résultats aux valeurs mesurées en soustrayant la variance du signal turbulent, dans le tableau 3.4. On retrouve cette fois-ci des variances très proches des variances mesurées en soustrayant la variance du signal turbulent.

On présente finalement les résultats obtenus en terme de profil de C_n^2 estimé, sur la figure 3.20. Les profils de C_n^2 reconstruits en l'absence ou en présence de bruits de détection sont très similaires, et fidèles au profil modèle, ce qui valide cette technique de reconstruction. Par ailleurs, l'estimation conjointe permet d'estimer des variances de bruit même en l'absence de bruit de détection. Elle semble capable d'estimer d'autres biais que ceux dus aux bruits de détection, comme par exemple les erreurs de modèle, en rajoutant des degrés de liberté supplémentaires dans l'estimation et donc en contraignant moins cette dernière.

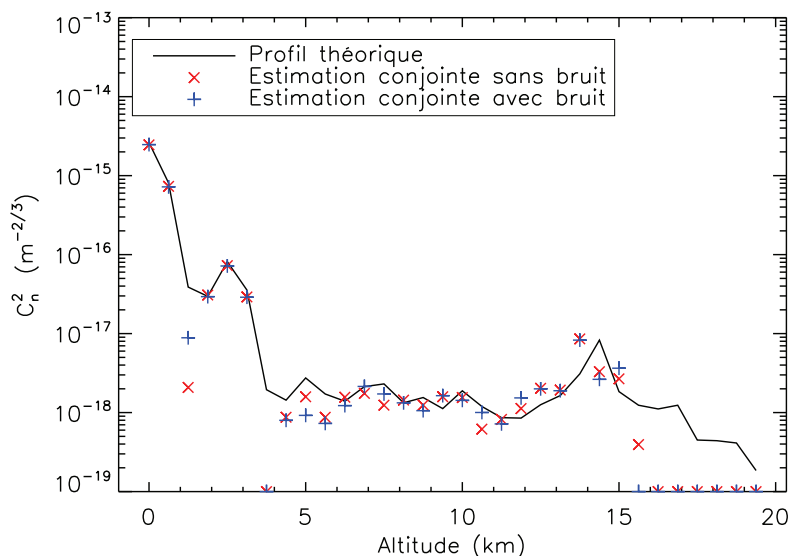


Figure 3.20 – Profils de C_n^2 estimés par la méthode d'estimation conjointe, avec et sans bruits de détection.

On a ici développé une méthode efficace d'estimation conjointe du profil de C_n^2 et des variances des bruits. Cette technique, en estimant les variances des bruits plutôt que de les supposer connues, semble plus fiable et plus robuste que celle initialement proposée et développée au pa-

ragraphe 3.5.1. Par ailleurs, cette méthode semble rendre l'inversion robuste aux erreurs de modèle.

3.5.3 Exclusion des variances des pentes et de la scintillation

On va maintenant proposer une dernière méthode de soustraction du biais induit par les bruits de détection, par exclusion des pseudo-mesures correspondant aux variances des pentes et de la scintillation.

3.5.3.1 Méthode

Toujours en partant de l'hypothèse que seules les variances sont biaisées, cela revient à dire que seuls les points centraux des cartes d'autocorrélation des pentes et de la scintillation sont biaisés. Cela ne correspond donc qu'à trois pseudo-mesures parmi toutes celles disponibles dans les cartes de corrélation et donc dans le vecteur \mathbf{C}_{mes} . Ainsi, il peut paraître licite de tout simplement exclure ces trois valeurs en les remplaçant par des zéros dans le vecteur \mathbf{C}_{mes} et en remplaçant par des zéros les lignes correspondantes dans la matrice M des fonctions de pondération

3.5.3.2 Comparaison avec l'estimation conjointe

Sur la figure 3.21, on compare les résultats obtenus par estimation conjointe et par exclusion des variances. Les profils de C_n^2 ainsi reconstruits sont quasiment identiques, prouvant l'efficacité

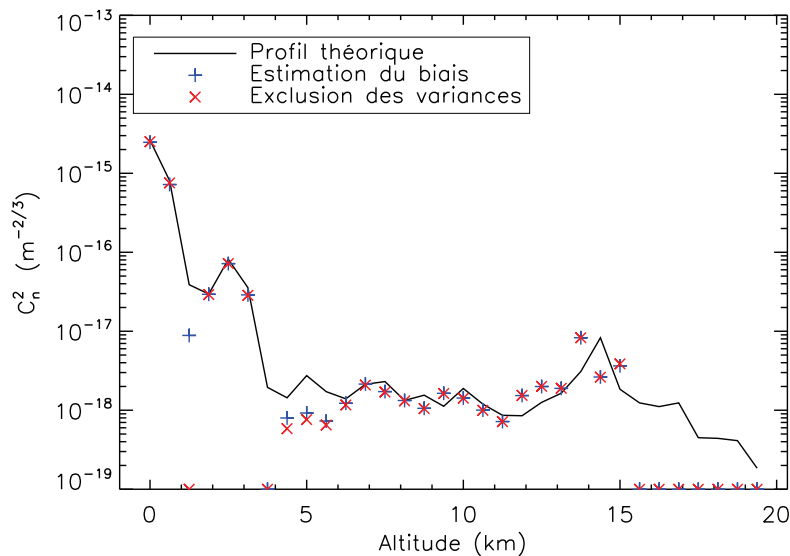


Figure 3.21 – Comparaison entre les profils de C_n^2 reconstruits par la méthode d'estimation conjointe, et par celle d'exclusion des pseudo-mesures biaisées.

de cette dernière méthode de débiaisage. En excluant les pseudo-mesures biaisées, on s'affranchit des effets des bruits de détection, ce qui permet un meilleur ajustement au modèle, comme dans le cas de l'estimation conjointe.

3.6 Performances du CO-SLIDAR et barres d'erreur sur le profil estimé

Dans cette section, on s'intéresse dans le paragraphe 3.6.1 aux performances du CO-SLIDAR en ce qui concerne la reconstruction du profil de C_n^2 , par rapport aux performances des méthodes n'utilisant que les corrélations des pentes ou de la scintillation. Dans le paragraphe 3.6.2, on propose une estimation de l'erreur sur la reconstruction du profil de C_n^2 .

3.6.1 Comparaison avec les techniques utilisant les corrélations des pentes seules ou de la scintillation seules

On compare le profil de C_n^2 reconstruit par le CO-SLIDAR avec la méthode d'estimation conjointe, aux profils restitués à partir des corrélations des pentes seules ou de la scintillation seules. Dans tous les cas, le profil de turbulence et les variances des bruits sont conjointement estimés. Les résultats sont présentés sur la figure 3.22.

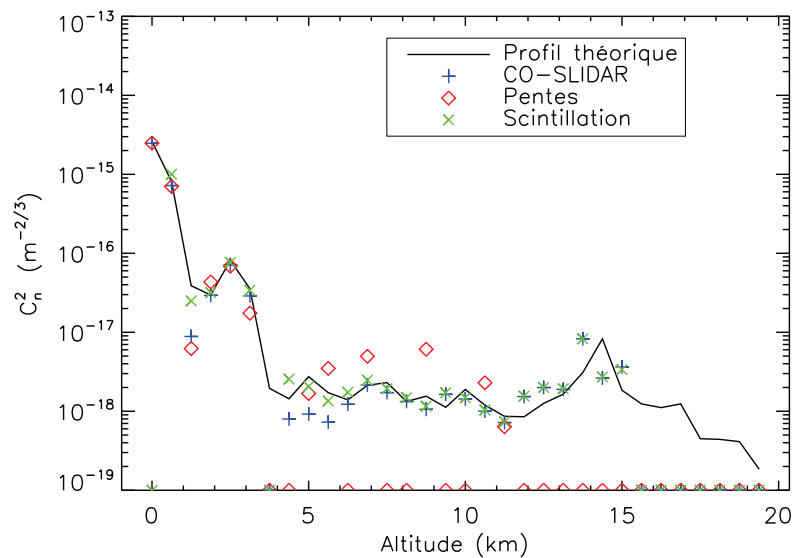


Figure 3.22 – Comparaison du profil de C_n^2 estimé par la méthode CO-SLIDAR et par d'autres méthodes, n'utilisant que les corrélations des pentes ou de la scintillation. Dans les trois cas, le profil de C_n^2 et les variances des bruits sont estimés conjointement.

Les corrélations des pentes permettent une bonne estimation de la couche au sol ainsi que des couches de basse altitude. En revanche, elles offrent moins de sensibilité à la turbulence en altitude, qui est surestimée. De surcroît, les corrélations des pentes ne permettent plus de reconstruire le profil de C_n^2 au-delà d'environ 12 km. Les corrélations de la scintillation permettent une reconstruction fidèle à basse et haute altitude, mais ne donnent pas d'estimation de la couche au sol. Cela confirme l'intérêt de tirer des deux types de corrélations pour estimer efficacement le profil de C_n^2 sur toute la rampe d'altitude.

Le CO-SLIDAR combine les avantages des corrélations des pentes et de la scintillation dans un seul et unique instrument, et permet une restitution précise du profil de C_n^2 du sol jusqu'à

environ 15 km, avec cette géométrie de SH. Les couches au-delà de 15 km ne sont pas bien reconstruites, ni par le CO-SLIDAR, ni à partir des corrélations des pentes seules ou de la scintillation seules. Cette altitude de 15 km correspond en effet approximativement à l'altitude maximale sondable H_{\max} avec les intercorrélations, donnée par l'équation 2.2. Dans sa thèse [Védrenne(2008)], Védrenne a montré qu'il était possible de dépasser ces limitations géométriques à l'aide des autocorrélations de la scintillation, mais en travaillant avec de plus petites sous-pupilles, de 2,5 cm. Ici, le signal de scintillation semble trop faible pour permettre une estimation de la turbulence au-delà de 15 km. Pour mieux comprendre, on montre les fonctions de pondération relatives aux autocorrélations de la scintillation, en fonction de la séparation entre sous-pupilles, sur la figure 3.23, pour les altitudes $h = 5, 10$ et 20 km. La largeur et le maximum de ces fonctions

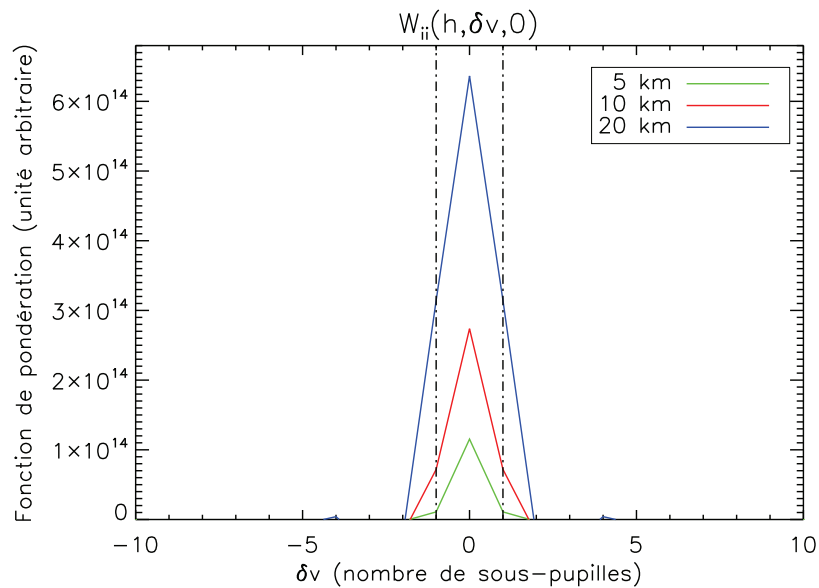


Figure 3.23 – Coupes des fonctions de pondération relatives aux autocorrélations de la scintillation, dans la direction y , pour un SH composé de 30×30 sous-pupilles de 5 cm, et pour $\theta = 20$ arcsec. Les coupes correspondent aux altitudes $h = 5, 10$ et 20 km. Les lignes verticales en pointillés correspondent à $\delta v = -1$ et $\delta v = 1$ en nombre de sous-pupilles.

augmentent avec l'altitude. Sachant que le diamètre de la sous-pupille $d = 5$ cm, on a des points de mesure sur le pic de ces courbes uniquement pour les séparations entre sous-pupilles 0 et 5 cm, c'est à dire 0 et 1 en nombre de sous-pupilles. Par ailleurs, les points de mesure sur les pics des différentes courbes correspondent tous à la même séparation entre sous-pupilles. On a donc seulement deux points de mesure avec forte pondération. Ceci est sans doute insuffisant pour permettre une bonne sensibilité à la turbulence et discriminer les contributions des différentes couches à partir des autocorrélations de la scintillation. Une sensibilité accrue pourrait être obtenue en utilisant de plus petites sous-pupilles, car la scintillation serait plus importante, et on aurait plus de points de mesure avec une forte pondération. Cependant, on devrait alors travailler avec des flux lumineux trop faibles dans un contexte astronomique.

Quoi qu'il en soit, ces couches d'altitude supérieure à 15 km correspondent à des C_n^2 très faibles, et ne contribuent que de manière infime à la turbulence globale. Le CO-SLIDAR permet une reconstruction fidèle du profil de turbulence du sol jusqu'à environ 15 km, avec une résolution

de l'ordre de 500 m, avec cette géométrie d'instrument, composé d'un SH de 30×30 sous-pupilles, couplé à un télescope de diamètre 1,5 m.

3.6.2 Barres d'erreur et estimation de C_{conv}

Dans l'avant-dernière section de ce chapitre, afin d'avoir plus d'information sur le profil de C_n^2 estimé, on se propose d'ajouter des barres d'erreur sur ce dernier. Le paragraphe 3.6.2.1 détaille le formalisme utilisé pour calculer ces barres d'erreur. Dans le paragraphe 3.6.2.2, on étudie l'évolution des barres d'erreur en fonction du nombre d'échantillons ainsi que l'effet de l'estimation de C_{conv} . On présente dans le paragraphe 3.6.2.3 le profil reconstruit avec les barres d'erreur estimées.

3.6.2.1 Calcul de barres d'erreur

La covariance de l'estimée du C_n^2 , notée :

$$\text{cov}(\hat{\mathbf{C}}_{\text{nMV}}^2) = \left(M^T C_{\text{conv}}^{-1} M \right)^{-1}, \quad (3.6)$$

dans le cas de la solution MV, peut être utilisée pour obtenir des barres d'erreur sur le profil estimé. En effet, les valeurs diagonales de cette matrice représentent les variances des estimées du C_n^2 en fonction de l'altitude. La racine carrée de ces quantités est ainsi une bonne estimation de l'erreur commise sur la reconstruction.

En présence de régularisation, la matrice de covariance de l'estimée change, et les barres d'erreur calculées peuvent être trop optimistes, par exemple si la solution est trop fortement régularisée. On calculera donc toujours les barres d'erreur à partir de la solution MV.

La figure 3.24 représente l'erreur commise en fonction de l'altitude. C_{conv} est ici estimée à partir des corrélations empiriques, en l'absence de bruit de détection. On rappelle qu'on dispose d'un cube de 900 images simulées pour réaliser les mesures et estimer les corrélations. Le profil de C_n^2 modèle est superposé pour une meilleure visualisation. On constate que l'erreur est quasiment toujours inférieure à la valeur du C_n^2 , exceptée aux altitudes supérieures à 15 km, où elle devient comparable voire supérieure au C_n^2 . Il semble également intéressant d'afficher l'erreur relative en fonction de l'altitude. On la définit comme l'erreur calculée, divisée par la valeur théorique du C_n^2 , à l'altitude considérée. Le résultat est donné sur la figure 3.25. On remarque que cette erreur relative est plus grande quand les couches turbulentes sont faibles, et qu'elle augmente avec l'altitude. En effet, les basses couches correspondent généralement à des valeurs fortes de C_n^2 , plus facile à estimer. Par ailleurs, plus l'altitude augmente, moins on dispose de couples de sous-pupilles pour l'estimation de la corrélation, ce qui fait augmenter le bruit de convergence.

3.6.2.2 Erreur en fonction du nombre d'échantillons et effet de l'estimation de C_{conv}

On va maintenant s'intéresser à l'évolution des barres d'erreur en fonction du nombre d'échantillons, ainsi qu'à l'effet de l'estimation de C_{conv} . Dans sa thèse [Védrenne(2008)] a développé un formalisme pour calculer la matrice de covariance du bruit de convergence, à partir des corrélations théoriques. Il a ensuite proposé d'estimer cette matrice C_{conv} à partir des corrélations empiriques, car expérimentalement, on n'a pas accès aux corrélations théoriques. Il a montré que cette estimation n'avait que très peu d'incidence sur la reconstruction du profil de C_n^2 .

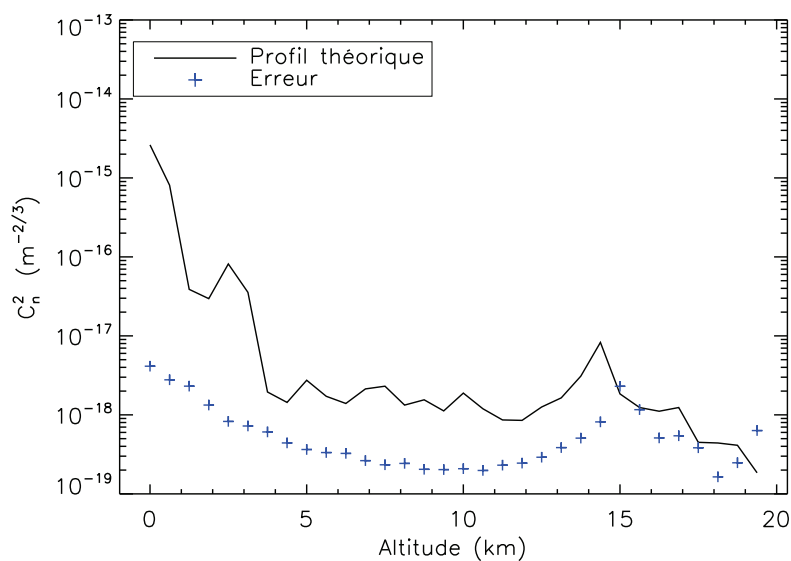


Figure 3.24 – Erreur commise sur le C_n^2 estimé, en fonction de l'altitude.

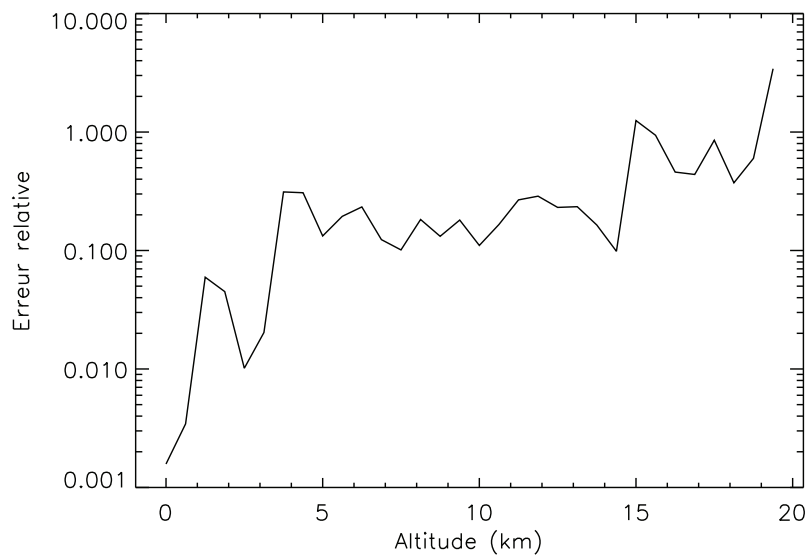


Figure 3.25 – Erreur relative, en fonction de l'altitude.

L'erreur sur la reconstruction est calculée à partir de C_{conv} . On va donc vérifier que l'utilisation de C_{conv} estimée est licite dans le cas du calcul de l'erreur. On va par ailleurs analyser comment évolue l'erreur en fonction du nombre d'échantillons disponibles. L'erreur est calculée à partir des matrices C_{conv} théorique et empirique, pour des cubes de 225, 450 et 900 images. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3.26, pour l'erreur et l'erreur relative. Comme on pouvait s'y attendre, l'erreur diminue quand le nombre d'échantillons augmentent. En effet, on dispose alors de plus de données pour estimer les corrélations, rendant le bruit de convergence plus faible. Il est donc important de travailler avec un nombre suffisant d'images, pour une estimation satisfaisante des corrélations. On remarque également qu'il n'y a que très peu de différences entre l'erreur théorique et l'erreur empirique, ce qui rend licite l'estimation de C_{conv} à partir des corrélations empiriques.

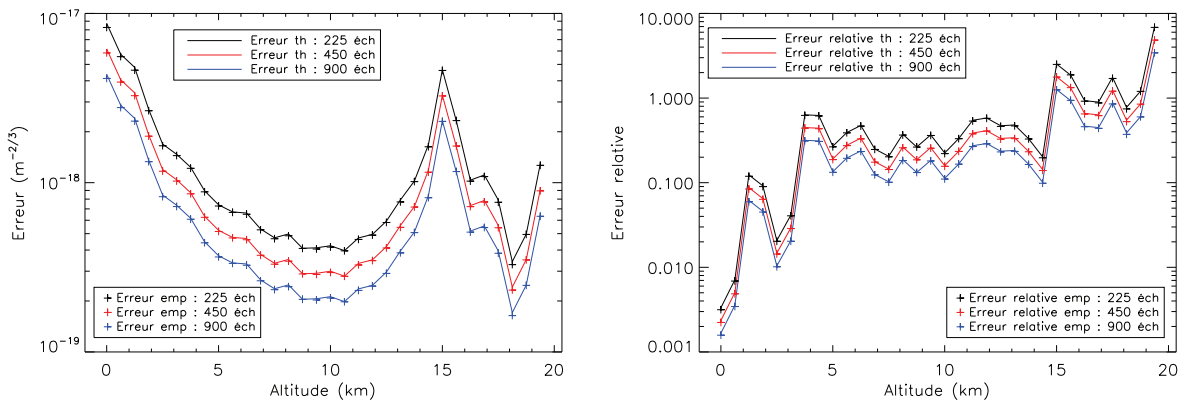


Figure 3.26 – Erreur et erreur relative en fonction du nombre d'échantillons et effet de l'estimation de C_{conv} . On utilise les abréviations suffisantes : th pour théorique, emp pour empirique et éch pour échantillons.

3.6.2.3 Ajout de barres d'erreur sur le profil reconstruit

On conclut cette section par l'ajout de barres d'erreur à 3σ , σ représentant l'erreur calculée, sur le profil de C_n^2 reconstruit. Le profil est ici estimé en présence de bruits de détection, par la méthode d'estimation conjointe. La matrice C_{conv} est estimée à partir des corrélations empiriques. Le résultat est représenté sur la figure 3.27. Comme on l'a déjà dit précédemment, l'erreur est relativement plus faible sur les couches de fort C_n^2 et de basse altitude, en raison du meilleur RSB ainsi que du plus grand nombre d'échantillons pour évaluer les corrélations. On constate qu'à l'exception des points à 1,25 et 13,75 km, le profil de C_n^2 modèle est bien inclus dans ces barres d'erreur à 3σ .

3.7 Conclusion

Ce chapitre a décrit une simulation bout-en-bout de la reconstruction du profil de C_n^2 par la méthode CO-SLIDAR, tirant parti de l'utilisation conjointe des corrélations des pentes et des indices de scintillation. La première partie a été consacrée à la description de la simulation et à l'étude des différentes sources d'erreur affectant la reconstruction. En l'absence de bruit

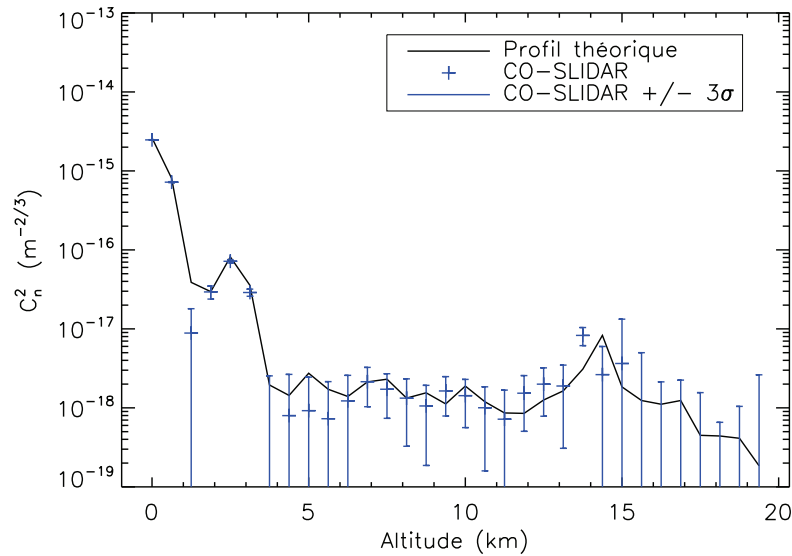


Figure 3.27 – Profil de C_n^2 reconstruit par la méthode d'estimation conjointe et barres d'erreur à 3σ associées.

de détection, différentes sources d'erreur affectent la mesure. Ainsi, la taille de la fenêtre de calcul des pentes et des indices de scintillation doit être choisie avec précaution, pour faire un compromis entre bruit propagé dans les mesures et biais de fenêtrage. La reconstruction du profil de C_n^2 par la technique CO-SLIDAR est peu sensible à l'échelle externe, exceptée pour le cas où la valeur de cette dernière devient comparable au diamètre du télescope. Cependant, pour un télescope de 1,5 m, cela correspond à des échelles externes ayant peu de sens physique. Mais dans le cas où l'on souhaiterait tout de même estimer la valeur de l'échelle externe, on a montré un sensibilité du minimum du critère à la valeur de L_0 . Ceci laisse envisager une possible estimation de cette grandeur. Le CO-SLIDAR utilisant à la fois les autocorrélations et les intercorrélations des mesures, il est sensible à la turbulence non-vue présente au-delà de H_{\max} , via les autocorrélations, qui représentent la réponse du système à l'intégrale de la turbulence. Ceci provoque une surestimation des couches turbulentes les plus hautes en altitude, si de la turbulence est présente au-delà de H_{\max} .

Les bruits de détection conduisent également à une erreur sur la reconstruction du profil de turbulence. C'est pourquoi, dans la seconde partie de ce chapitre, on a étudié leur propagation sur les mesures SH de pentes et de scintillation, avant de proposer trois méthodes de prise en compte de ces bruits de détection et de soustraction du biais induit. L'approche initiale, consistant seulement en une soustraction du biais théorique, n'est pas adéquate, car la variance du bruit sur les pentes, calculée à partir des formules analytiques ne correspond pas à la variance estimée à partir des mesures. Les formules analytiques sont en revanche valables pour le calcul de la variance du bruit sur la scintillation, mais il semble peu judicieux de les utiliser dans un cadre expérimental comportant d'autres sources d'erreur. On a donc développé deux autres méthodes. La première consiste en une solution élégante d'estimation conjointe du profil de C_n^2 et des variances des bruits. La seconde consiste à exclure les pseudo-mesures biaisées du vecteur concaténant les corrélations. Ces deux solutions donnent des résultats très comparables.

Dans la dernière partie de ce chapitre, on a effectué une comparaison de la restitution du profil de C_n^2 par la méthode CO-SLIDAR et par des méthodes n'utilisant que les corrélations des mesures de pentes ou des indices de scintillation. L'exploitation simultanée des deux types de corrélations permet une reconstruction fidèle du profil de turbulence sur toute la rampe d'altitude, du sol jusqu'aux couches en altitude. Avec la géométrie considérée ici, un SH de 30×30 sous-pupilles couplé à un télescope de 1,5 m de diamètre, observant une étoile binaire de séparation 20 arcsec, le CO-SLIDAR permet d'estimer le profil du sol jusqu'à environ 15 km, avec une résolution de l'ordre de 500 m. Afin d'améliorer notre analyse de la reconstruction, on a proposé un formalisme permettant d'estimer des barres d'erreur sur le profil restitué, en fonction de l'altitude. Ces barres d'erreur permettent d'encadrer la valeur vraie du C_n^2 , à l'altitude considérée.

Ce chapitre nous a donc permis de connaître l'impact des différentes sources d'erreur sur la reconstruction, et d'affiner les procédures d'estimation du profil de C_n^2 . La méthode CO-SLIDAR est maintenant prête à être testée sur le ciel. Le développement du banc optique d'acquisition ainsi que l'expérimentation sur le ciel du CO-SLIDAR font l'objet des deux prochains chapitres.

Sommaire

4.1 Description de l'analyseur Shack-Hartmann	76
4.1.1 La matrice de microlentilles	76
4.1.2 La caméra	77
4.2 Caractérisation de la caméra	77
4.2.1 Linéarité et facteur de conversion	77
4.2.2 Bruit de détecteur	79
4.2.3 Bruit de détecteur et gain EMCCD	79
4.3 Le banc optique	80
4.3.1 Description	80
4.3.2 Transmission des optiques	81
4.4 Développement d'une méthode de retrait du smearing	81
4.4.1 Limitation du capteur	81
4.4.2 Modélisation du phénomène	82
4.4.3 Soustraction de la valeur médiane par colonne	83
4.5 Vérification de la linéarité de la mesure de position	85
4.5.1 Méthode employée	85
4.5.2 Résultats	85
4.6 Etude de la propagation du bruit sur les mesures de laboratoire . .	86
4.6.1 Méthode	86
4.6.2 Vérification de l'hypothèse de matrice de covariance du bruit diagonale	87
4.6.3 Evolution de la variance du bruit en fonction du flux incident	89
4.7 Conclusion	94

Dans le chapitre 3, on a réalisé une validation complète du CO-SLIDAR en simulation, pour une géométrie composée d'un Shack-Hartmann de 30×30 sous-pupilles, couplé à un télescope de 1,5 m de diamètre. On a analysé en détails les différentes sources d'erreur sur la reconstruction du profil de C_n^2 et illustré les performances de l'instrument dans un cas concret d'observation astronomique. Il est maintenant temps de faire place à la validation expérimentale de la méthode. Pour cela, on doit réaliser un banc optique d'acquisition qui sera couplé au télescope MeO de

1,5 m de diamètre de l’Observatoire de la Côte d’Azur. L’expérience, appelée ProMeO pour Profilométrie sur MeO, permettra de tester la méthode CO-SLIDAR sur le ciel. Le dimensionnement et la caractérisation de ce banc sont le propos de ce chapitre.

La section 4.1 est dédiée à la description de l’analyseur Shack-Hartmann qui constitue le composant clé du banc ProMeO. On y présente en détails la matrice de microlentilles et la caméra EMCCD placée à son foyer. Dans la section 4.2, on réalise la caractérisation complète de la caméra d’acquisition, en terme de linéarité, facteur de conversion, bruit de détecteur et gain EMCCD. La section 4.3 est consacrée au montage et à la transmission des optiques. Dans la section 4.4, on développe une méthode de retrait de la traînée présente dans les images, phénomène de smearing dû à une limitation du capteur utilisé. Dans la section 4.5, on vérifie la linéarité de la mesure de position. Dans la section 4.6, on analyse la propagation du bruit sur les mesures de pentes et de scintillation, en fonction du flux incident et du réglage de la caméra. On présente les conclusions de ce chapitre dans la section 4.7.

4.1 Description de l’analyseur Shack-Hartmann

On désire réaliser une analyseur Shack-Hartmann, pour tester sur le ciel la configuration étudiée dans le chapitre précédent, de 30×30 sous-pupilles. Cet analyseur est composé d’une caméra au foyer d’une matrice de microlentilles. Cette dernière fait l’objet du paragraphe 4.1.1, tandis que la caméra associée est présentée au paragraphe 4.1.2

4.1.1 La matrice de microlentilles

Le dimensionnement de la matrice de microlentilles a été réalisé pour correspondre aux paramètres de la simulation du chapitre 3. La matrice de microlentilles doit comporter 30×30 microlentilles, qui définissent des sous-pupilles de $d = 5$ cm dans l’espace du télescope. La résolution en altitude de la reconstruction du profil de turbulence dépendant en partie de la séparation de la binaire, le champ dans la sous-pupille doit être suffisamment grand pour imager des binaires de séparation proche de 20 arcsec, on désire donc obtenir un champ de 25 arcsec par sous-pupilles. Le dimensionnement est réalisé à la longueur $\lambda = 0,55 \mu\text{m}$, ce qui conduit, à Shannon, à un champ par pixel dans les imagerie SH de $\frac{\lambda}{2d}$ et donc à $n_{\text{pix}_{\text{sp}}} = 22$ pixels par sous-pupille. Pour des microlentilles carrées, on calcule leur dimension telle que $d_{\text{ml}} = n_{\text{pix}_{\text{sp}}} \times d_{\text{pix}}$, où d_{pix} est la dimension métrique d’un pixel de la caméra. Dans un premier temps, nous disposions d’une caméra avec une taille de pixel de $6,5 \mu\text{m}$, et c’est donc pour celle-ci qu’a été fait le dimensionnement. Le calcul conduit à $d_{\text{ml}} = 143 \mu\text{m}$. La focale des microlentilles doit permettre d’avoir des imagerie échantillonnées à Shannon, ce qui donne $f_{\text{ml}} = \frac{2d_{\text{pix}}d_{\text{ml}}}{\lambda}$, soit $f_{\text{ml}} = 3,4$ mm.

La matrice de microlentilles a été fabriquée par le laboratoire GEPI (Galaxies, Etoiles, Physique et Instrumentation) de l’Observatoire de Paris. La dimension mesurée de ces microlentilles est $d_{\text{ml}} = 143 \mu\text{m}$ et leur focale a été estimée à $f_{\text{ml}} = 3,6$ mm.

La focale des microlentilles étant très courte, on ne peut pas placer le détecteur directement à leur foyer, on utilise un système de transfert de plan focal, comme décrit dans la section 4.3.1. Par ailleurs, le dimensionnement a été réalisé avec $d_{\text{pix}} = 6,5 \mu\text{m}$, taille pixel de la caméra dont nous disposions alors. Après caractérisation, cette caméra s’est révélée non conforme à la documentation fournie (il s’agissait d’un prototype), et nous avons dû nous tourner vers un autre modèle, de taille pixel $d_{\text{pix}} = 8 \mu\text{m}$, que l’on décrit dans le paragraphe suivant.

4.1.2 La caméra

La caméra de l'ASO-SH est une Andor iXon3 885, de type Electron Multiplying CCD (EMCCD), permettant d'atteindre un bruit de détecteur inférieur à l'électron par pixel. Le détecteur comporte 1004×1002 pixels de dimension $8 \mu\text{m}$. L'efficacité quantique (QE) est comprise entre 50 et 65 % dans la bande optique comprise entre $0,45$ et $0,6 \mu\text{m}$. La conversion du signal analogique vers le signal numérique est codée sur 14 bits, soit 2^{14} niveaux.

4.2 Caractérisation de la caméra

Dans cette section, on s'attache à la caractérisation de la caméra, en terme de linéarité et de facteur de conversion électron/ADU (Analog to Digital Unit) dans le paragraphe 4.2.1, en terme de bruit de détecteur dans le paragraphe 4.2.2 et enfin en terme de gain EMCCD et de son impact sur le bruit de détecteur dans le paragraphe 4.2.3. On caractérise la caméra dans deux régimes d'acquisition différents. La caméra est refroidie avec un refroidisseur à eau, à la température de -70°C . On se place à la vitesse de lecture horizontale de 13 MHz, tandis que le gain de pré-amplification est choisi à $3,8\times$ dans le logiciel de pilotage de la caméra. On travaille avec deux vitesses de lecture verticales v_{lec} différentes, à savoir $v_{\text{lec}} = 3,7 \mu\text{s}/\text{pixel}$ et $v_{\text{lec}} = 1,9 \mu\text{s}/\text{pixel}$. L'augmentation de v_{lec} permet de minimiser le phénomène de smearing, dont on parlera plus amplement dans la section 4.4, au prix d'une légère augmentation du bruit de détecteur.

4.2.1 Linéarité et facteur de conversion

On enregistre des cubes d'images d'un champ uniformément éclairé, à l'aide d'une sphère intégrante, à différents temps de pose. Le format d'enregistrement des images est de 256×256 pixels, afin d'avoir une zone uniformément éclairée.

Deux méthodes équivalentes sont utilisées pour le calcul de la moyenne du signal et de sa variance :

- la méthode spatiale,
- la méthode temporelle.

La méthode spatiale consiste à soustraire deux images consécutives. Comme les deux images sont acquises quasiment dans les mêmes conditions, on élimine le problème de non-uniformité spatiale de l'image. Le calcul de variance suivant est effectué :

$$\sigma^2 = \frac{\langle (I_2 - I_1)^2 \rangle - \langle (I_2 - I_1) \rangle^2}{2}. \quad (4.1)$$

Le flux moyenné sur les deux images est donné par :

$$\bar{I} = \frac{\sum_{i=1}^{i=2} \langle I_i \rangle}{2}. \quad (4.2)$$

La méthode temporelle consiste à traiter les images pixel par pixel. Il s'agit de calculer la moyenne et la variance de chaque pixel, puis de faire la moyenne spatiale de ces deux grandeurs sur l'ensemble des pixels.

On commence par tracer la moyenne du signal en fonction du temps d'exposition. On voit sur la figure 4.1 que la mesure est linéaire, jusqu'à la saturation à environ 16000 ADU, caractéristique d'un signal numérisé sur 14 bits, soit 2^{14} niveaux.

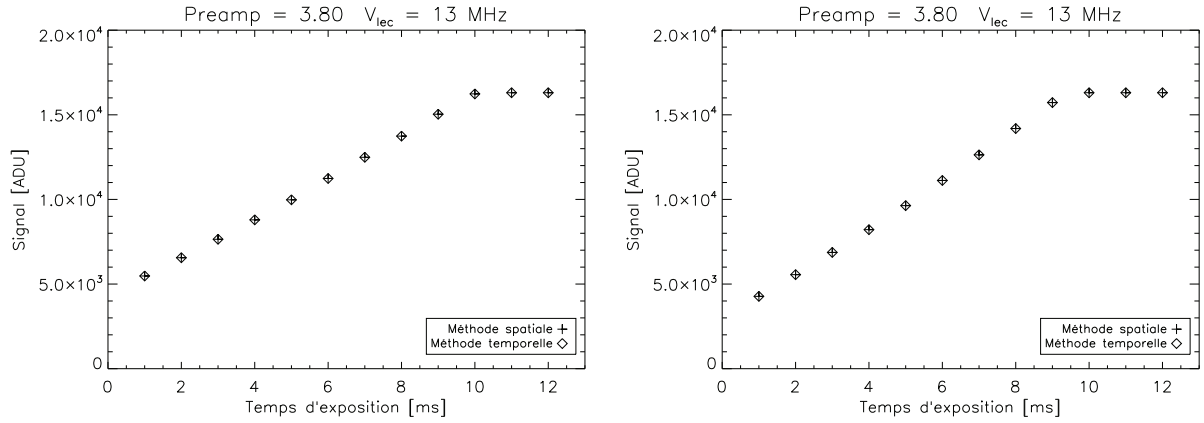


Figure 4.1 – Plage de linéarité de la caméra pour les deux vitesses de lecture verticales. A gauche, $v_{\text{lec}} = 3,7 \mu\text{s}/\text{pixel}$. A droite, $v_{\text{lec}} = 1,9 \mu\text{s}/\text{pixel}$.

Le facteur de conversion G (relatif au gain de pré-amplification logiciel choisi), indique la correspondance entre le signal en photoélectrons S_{e^-} et son équivalent en pas codeur (ADU) S_{ADU} . On a :

$$S_{\text{ADU}} = \frac{S_{e^-}}{G} + \sigma_{\text{dADU}}, \quad (4.3)$$

où σ_{dADU} est l'écart-type du bruit de détecteur de la caméra en ADU. De plus on a :

$$\sigma_{S_{\text{ADU}}}^2 = \frac{\sigma_{S_{e^-}}^2}{G^2} + \sigma_{\text{dADU}}^2. \quad (4.4)$$

Du fait de la statistique de Poisson du bruit de photon, on a

$$\sigma_{S_{e^-}}^2 = \langle S_{e^-} \rangle, \quad (4.5)$$

d'où :

$$\sigma_{S_{\text{ADU}}}^2 = \frac{\langle S_{\text{ADU}} \rangle}{G} + \sigma_{\text{dADU}}^2. \quad (4.6)$$

On a donc une relation linéaire entre le signal moyen et sa variance en ADU. En traçant la variance du signal en fonction de sa moyenne, on obtient une droite dont le coefficient directeur $\frac{1}{G}$ est l'inverse du facteur de conversion. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 4.2 ainsi que dans le tableau 4.1.

Vitesse de lecture verticale ($\mu\text{s}/\text{pixel}$)	Facteur de conversion mesuré (e^-/ADU)
3,7	0,74
1,9	0,80

TABLE 4.1: Valeur du facteur de conversion en fonction de la vitesse de lecture verticale.

Le constructeur annonce quant à lui une valeur de $0,81 e^-/\text{ADU}$, pour ce facteur de conversion logiciel, $3,8\times$, à 13 MHz, sans préciser la valeur de la vitesse de lecture verticale. On retrouve donc des valeurs proches, les écarts pouvant s'expliquer par des différences de conditions expérimentales.

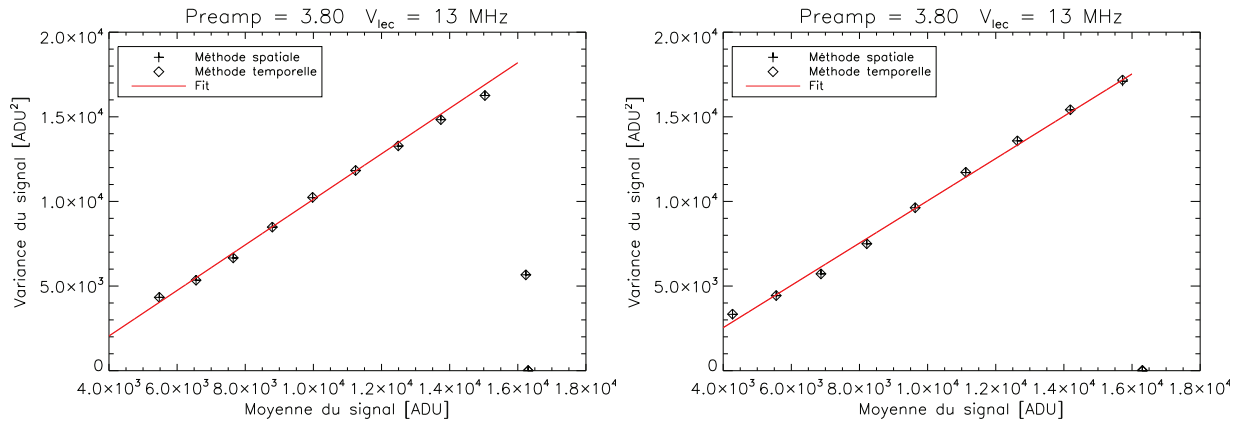


Figure 4.2 – Variance du signal en fonction de sa moyenne, pour les deux vitesses de lecture verticales. A gauche, $v_{\text{lec}} = 3,7 \mu\text{s}/\text{pixel}$. A droite, $v_{\text{lec}} = 1,9 \mu\text{s}/\text{pixel}$.

4.2.2 Bruit de détecteur

Le bruit de détecteur est déterminé en enregistrant des images dans le noir à temps de pose nul. On estime ensuite la variance différentielle entre deux images consécutives, ce qui correspond à l'équation 4.1. On obtient le bruit de détecteur en ADU/pixel. On le convertit en e^-/pixel à l'aide du facteur de conversion. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 4.2.

Vitesse de lecture verticale ($\mu\text{s}/\text{pixel}$)	Bruit de détecteur (e^-/pixel)
3,7	9,12
1,9	9,88

TABLE 4.2: Valeur du bruit de détecteur en fonction de la vitesse de lecture verticale.

Le constructeur donnant une valeur de $9,96 e^-/\text{pixel}$, on mesure ici encore des valeurs proches de celle annoncée.

4.2.3 Bruit de détecteur et gain EMCCD

La caméra est de type EMCCD et dispose donc d'un gain additionnel EMCCD, noté G_{EM} . Lorsque l'on a un gain EMCCD, on ne considère plus S_{e^-} mais $G_{\text{EM}} \times S_{e^-}$. Ainsi :

$$S_{\text{ADU}} = \frac{G_{\text{EM}} \times S_{e^-}}{G} + \sigma_{\text{ADU}}. \quad (4.7)$$

Le gain EMCCD est choisi dans le logiciel d'acquisition de la caméra. Le constructeur annonce une relation linéaire et unitaire entre gain EMCCD logiciel et gain EMCCD effectif. Nos mesures nous ont quant à elles données un facteur multiplicatif de l'ordre de 1,2 entre le gain EMCCD logiciel et le gain EMCCD effectif.

On mesure ensuite le bruit de détecteur en fonction du gain EMCCD. En théorie, celui-ci doit décroître en $\frac{1}{G_{\text{EM}}}$. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 4.3. Pour $v_{\text{lec}} = 3,7 \mu\text{s}/\text{pixel}$, on constate que cette loi est respectée pour les gains faibles, mais on tend ensuite

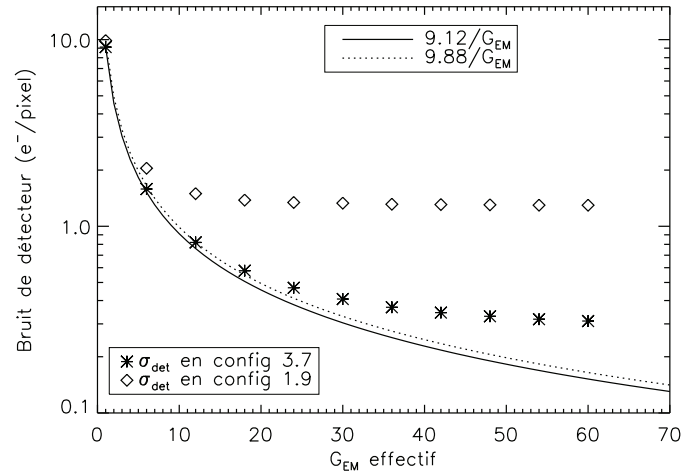


Figure 4.3 – Bruit de détecteur en fonction du gain EMCCD.

vers une valeur de saturation. Pour $v_{lec} = 1,9 \mu\text{s}/\text{pixel}$, on atteint en revanche immédiatement une valeur de saturation à $1,3 \text{ e}^-/\text{pixel}$. Même si le bruit ne décroît pas exactement selon la loi attendue, l'utilisation du gain EMCCD permet cependant de travailler avec des bruits de détecteur faibles, autour de $1 \text{ e}^-/\text{pixel}$.

4.3 Le banc optique

Cette section est consacrée au montage optique du banc ProMeO, présenté dans le paragraphe 4.3.1, ainsi qu'à la mesure de la transmission des différentes optiques le composant, dans le paragraphe 4.3.2.

4.3.1 Description

On décrit ici le banc optique ProMeO qui sera installé en sortie du train Coudé du télescope MeO de 1,5 m de diamètre. En sortie du train Coudé, une lentille de 800 mm de focale est utilisée pour transporter le faisceau. Une lame dichroïque, centrée sur $\lambda = 0,517 \mu\text{m}$ et de largeur de bande $\Delta\lambda = 96 \text{ nm}$ filtre le signal. On utilise un miroir de renvoi pour couder le faisceau jusqu'à un collimateur de focale 56 mm. Ce renvoi est utilisé car on se laisse la possibilité d'utiliser une autre voie SH, de 15×15 sous-pupilles. Elle ne sera cependant pas traitée expérimentalement dans ce mémoire. Les microlentilles sont conjuguées de la pupille du télescope. Comme leur focale est de 3,6 mm, on ne peut pas imager directement sur le détecteur. On utilise une nouvelle paire de lentilles, de focale 120 et 150 mm, pour transporter le plan focal. Ce système possède un grandissement optique de 1,25, ce qui permet d'assurer l'échantillonnage à Shannon avec des pixels de $8 \mu\text{m}$ au lieu de $6,5 \mu\text{m}$. Le schéma optique de ce montage est présenté sur la figure 4.4.

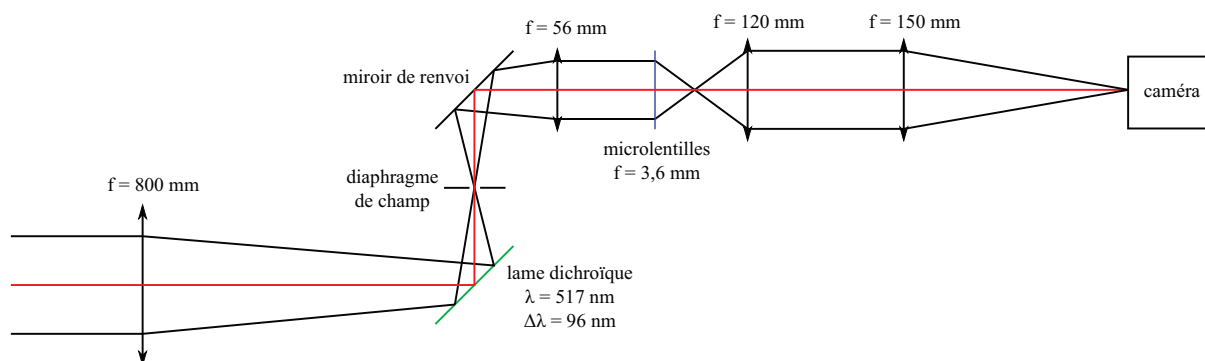


Figure 4.4 – Schéma optique du banc ProMeO.

4.3.2 Transmission des optiques

On a réalisé des mesures de transmission des différentes optiques du banc au laser Hélium-Néon, à la longueur d'onde de $0,543 \mu\text{m}$, à l'exception du miroir de renvoi, dont nous ne disposons pas à ce moment là.

Optique	f_{800}	f_{56}	microlentilles	f_{120}	f_{150}
Transmission	98 %	98 %	88 %	98 %	98 %

TABLE 4.3: Transmission des optiques du banc ProMeO.

Les résultats sont présentés dans le tableau 4.3. Une fois effectué le produit de ces mesures individuelles, on trouve une transmission pour le banc ProMeO de 81 %. Ces mesures montrent que l'élément limitant la transmission du banc est la matrice de microlentilles. Une amélioration envisageable serait donc de posséder une matrice dont la transmission serait accrue.

Dans la suite, on utilise seulement la partie du banc à partir du collimateur de focale 56 mm. On place une source lumineuse émettant autour de $0,55 \mu\text{m}$, dans le plan focal objet du collimateur, afin de former des images SH.

4.4 Développement d'une méthode de retrait du smearing

Dans cette section, on développe une méthode de retrait de la traînée présente dans les images SH. Ce phénomène de smearing, dû à une limitation du capteur, pollue de manière considérable les images acquises et empêche de réaliser des mesures précises de pentes et de scintillation. Le phénomène en question est présenté dans le paragraphe 4.4.1 et on le modélise pour pouvoir le retirer dans le paragraphe 4.4.2. Une méthode alternative de soustraction de la traînée est proposée dans le paragraphe 4.4.3.

4.4.1 Limitation du capteur

Le détecteur utilisé pour l'expérience ProMeO est une caméra faible bruit de type EMCCD. Etant donnés les dimensions de la zone d'intérêt du capteur, 660×660 pixels (22 pixels pour

chacune des 30×30 sous-pupilles), et les temps d'exposition requis, de l'ordre de quelques millisecondes, elle ne peut être utilisée qu'en mode dit "full frame", si bien que la surface du détecteur n'est jamais masquée. Les temps d'exposition sont comparables au temps de lecture du capteur, de format 1004×1002 pixels. Dans ce mode de fonctionnement, on observe un phénomène de smearing, autrement dit de traînée, le long des colonnes du détecteur. Cet effet est illustré sur la figure 4.5.

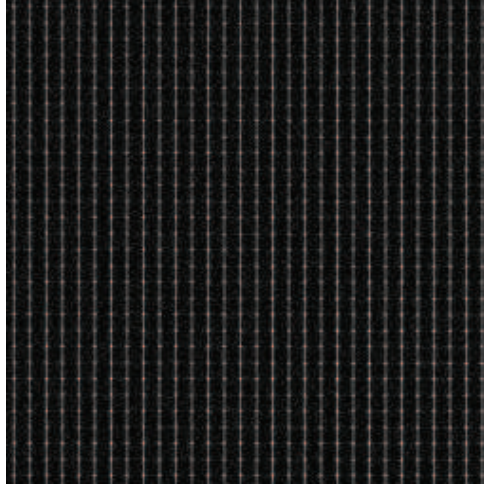


Figure 4.5 – Illustration du phénomène de traînée, pour un temps d'exposition de 1 ms et pour $v_{lec} = 1,9 \mu\text{s}/\text{pixel}$. Un signal supplémentaire se rajoute sur les colonnes du détecteur où le signal est présent.

4.4.2 Modélisation du phénomène

L'effet de smearing est dû au fait que le capteur n'est pas masqué pendant le temps de lecture. On a donc dans l'image brute un signal qui correspond à la somme des deux signaux, obtenus pendant le temps d'exposition t_{exp} et le temps de lecture t_{lec} , inversement proportionnel à la vitesse de lecture verticale du capteur. Le signal d'intérêt est celui obtenu pendant t_{exp} , il faut donc retirer celui dû à t_{lec} .

On se propose dans un premier temps de modéliser le phénomène. La traînée est due à un temps de pose supplémentaire t_{lec} . Elle est donc proportionnelle au signal d'intérêt. Ainsi, même avec un temps d'exposition nul, on aura un signal de traînée, dû au temps de lecture du capteur, comme exposé sur la figure 4.6. En revanche, sa forme est différente de celle du signal d'intérêt (ici un sinus cardinal) du fait que le capteur est en train d'être lu. En sommant le signal sur toutes les lignes, le long de chaque colonne de l'image, on obtient la somme des signaux d'intérêt et de traînée dans chaque colonne, S_{tot} . La division par le nombre de lignes de l'image n_{lignes} donne un signal moyen par pixel dans chaque colonne. On multiplie ce signal moyen par un coefficient d'ajustement, qui est le rapport du temps de lecture t_{lec} divisé par le temps total $t_{exp} + t_{lec}$, afin d'obtenir le signal moyen de traînée par pixel dans chaque colonne $S_{smearing/pixel}$. On a donc, dans une colonne :

$$S_{smearing/pixel} = \frac{1}{n_{lignes}} \times \frac{t_{lec}}{(t_{exp} + t_{lec})} \times S_{tot}. \quad (4.8)$$

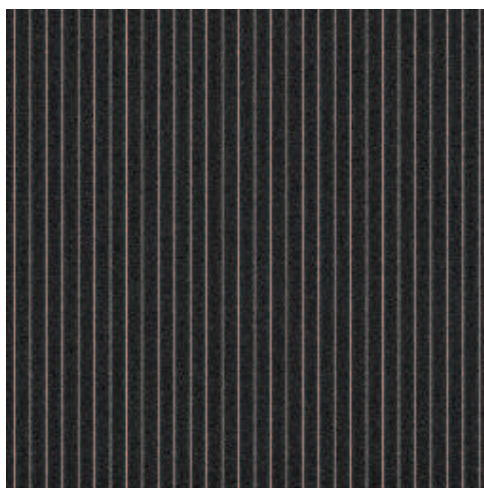


Figure 4.6 – Illustration du phénomène de traînée, pour $t_{\text{exp}} = 0$ ms et pour $v_{\text{lec}} = 1,9$ $\mu\text{s}/\text{pixel}$. Il subsiste alors uniquement le signal de traînée.

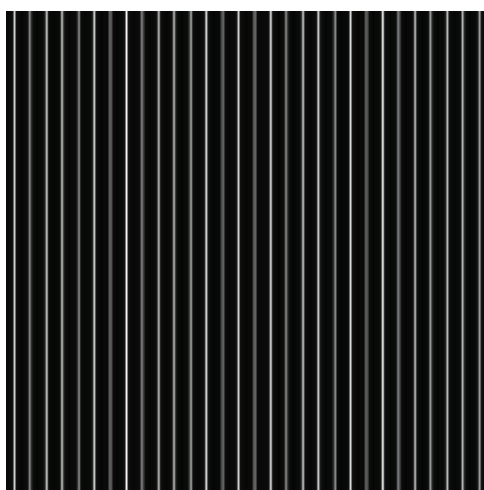


Figure 4.7 – Image de traînée synthétique, pour $v_{\text{lec}} = 1,9$ $\mu\text{s}/\text{pixel}$.

On disperse ensuite cette valeur moyenne le long de la colonne en question, et ce pour chaque colonne, afin de créer une image synthétique de traînée, comme présenté sur la figure 4.7. On soustrait enfin cette image à l'image brute (dont on a préalablement soustrait le fond). Le résultat est présenté sur la figure 4.8.

4.4.3 Soustraction de la valeur médiane par colonne

Le signal d'intérêt, qui a la forme d'un sinus cardinal, n'est présent que sur quelques pixels le long d'une colonne, alors que la traînée est présente sur toute la colonne. Il y a donc une majorité de pixels contenant uniquement le signal de traînée. La valeur médiane du signal le long d'une colonne donne ainsi une bonne estimation du signal de traînée, par colonne. On soustrait donc

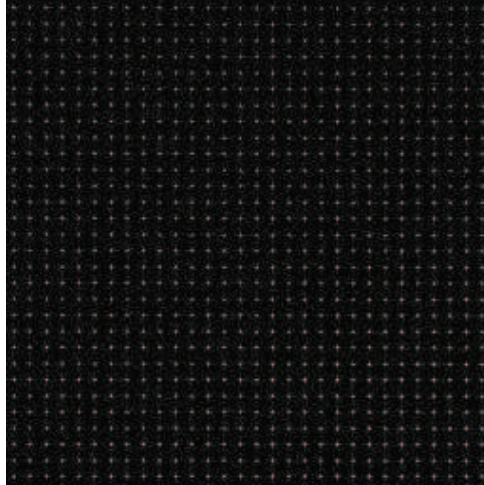


Figure 4.8 – Image obtenue après soustraction de la traînée synthétique, pour $t_{\text{exp}} = 1$ ms et pour $v_{\text{lec}} = 1,9$ $\mu\text{s}/\text{pixel}$.

cette valeur à chaque pixel de la colonne, dans l'image brute (dont on a préalablement soustrait le fond), et l'opération est faite pour chaque colonne. Le résultat de ce traitement est présenté sur la figure 4.9.

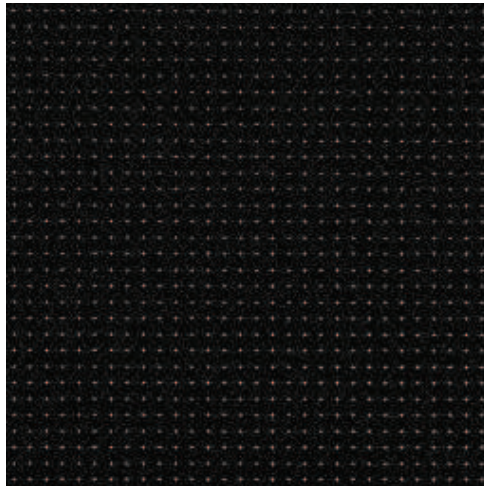


Figure 4.9 – Image obtenue après soustraction de la valeur médiane par colonne, pour $t_{\text{exp}} = 1$ ms et pour $v_{\text{lec}} = 1,9$ $\mu\text{s}/\text{pixel}$.

On dispose donc de deux méthodes de soustraction du signal de traînée. Dans la pratique, on préférera la soustraction de la valeur médiane par colonne, plus facile à automatiser.

4.5 Vérification de la linéarité de la mesure de position

Dans cette section on vérifie la linéarité de la mesure de position dans les images SH. Le paragraphe 4.5.1 explique la méthode utilisée, et le paragraphe 4.5.2 présente les résultats obtenus.

4.5.1 Méthode employée

La source est placée sur une platine de déplacement millimétrique. On étudie la linéarité de la mesure de position, entre un déplacement de la source et un déplacement de l'image.

On enregistre des cubes de 128 images avec un temps de pose $t_{\text{exp}} = 10$ ms. La vitesse de lecture horizontale est de 13 MHz, et $v_{\text{lec}} = 1,9 \mu\text{s}/\text{pixel}$. Tout d'abord, on enregistre un cube de référence pour une source sur l'axe, dont on fait une moyenne temporelle. Puis, on effectue des petits déplacements de la source, correspondant sur le détecteur à des déplacements compris entre -3 et 3 pixels, par pas de $0,5$ pixel, horizontaux et verticaux, autour de la position de référence. Les déplacements par rapport à la référence sont mesurés pour chaque image du cube, et pour chaque sous-pupille, avec un algorithme de CDG. La mesure est ensuite moyennée sur les sous-pupilles et sur les 128 images.

4.5.2 Résultats

Les résultats sont présentés, pour des déplacements horizontaux et verticaux, pour une référence centrée et une référence en bord de champ, sur les figures 4.10 et 4.11. La relation entre

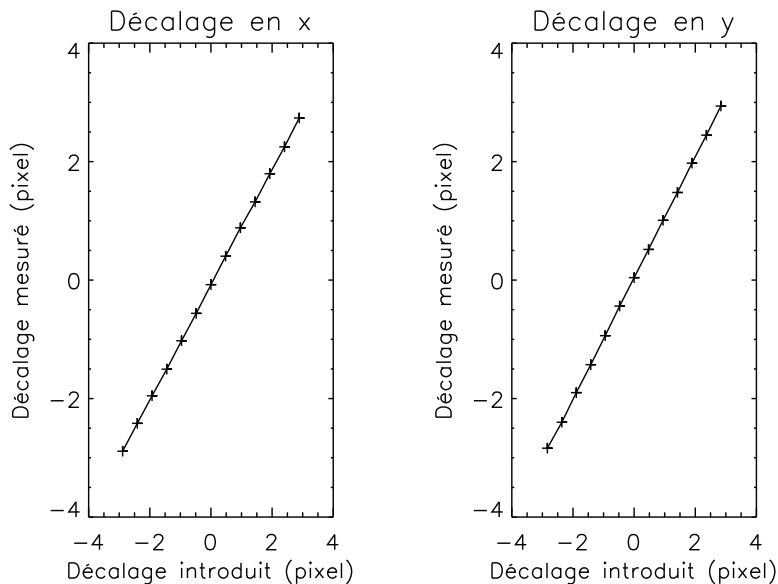


Figure 4.10 – Relation entre déplacement théorique et mesuré par rapport à une référence centrée.

les déplacements sur la platine et dans l'image est bien une relation linéaire, que la source soit au centre ou en bord de champ.

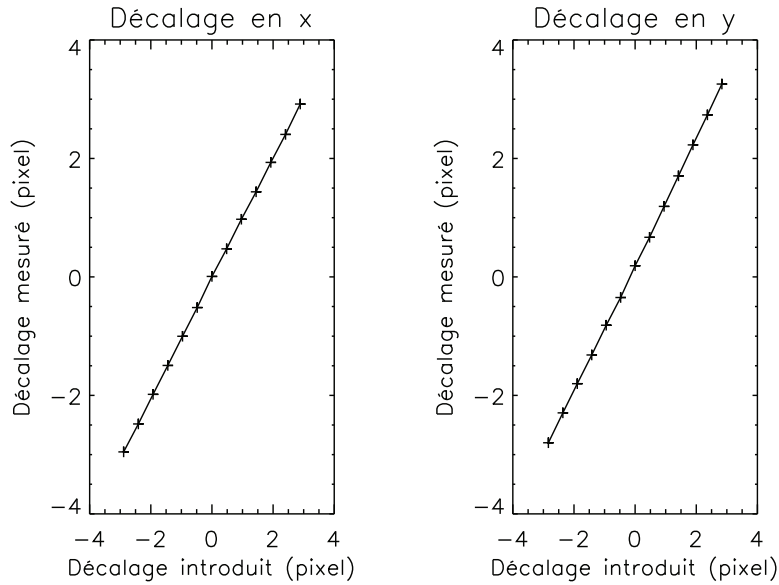


Figure 4.11 – Relation entre déplacement théorique et mesuré par rapport à une référence en bord de champ.

4.6 Etude de la propagation du bruit sur les mesures de laboratoire

Cette section est dédiée à une analyse de la propagation des bruits en laboratoire, à partir d’images SH expérimentales enregistrées sur le banc ProMeO, pour différents réglages de la caméra. Le paragraphe 4.6.1 explique la méthode employée pour acquérir les images et réaliser les mesures de pentes et de scintillation, et estimer les variances des bruits. On précise qu’en laboratoire, on ne dispose pas de simulateur de turbulence, les mesures sont donc faites en l’absence de turbulence, à l’exception de la turbulence locale. Dans le paragraphe 4.6.2, on vérifie l’hypothèse de matrice de covariance du bruit diagonale, utilisée pour développer les différentes méthodes de soustraction du biais dû aux bruits dans les traitements CO-SLIDAR. Le paragraphe 4.6.3 compare les résultats obtenus en laboratoire, en terme de variance du bruit, avec les valeurs données par les expressions théoriques de la section 1.3.2.3, en fonction du flux incident et du réglage de la caméra.

4.6.1 Méthode

On s’intéresse maintenant à la propagation du bruit sur les mesures de laboratoire. On enregistre des cubes de 1024 images SH, à différents temps de pose, pour faire varier le flux incident. Le fond et le signal de traînée sont soustraits. On travaille à faible flux, avec gain EMCCD activé, pour se rapprocher au mieux des conditions sur le ciel. On fixe un gain EMCCD logiciel de 20, correspondant donc approximativement à un gain EMCDD effectif de 24. D’après la caractérisation effectuée, le bruit de détecteur est de $1,34 e^-/\text{pixel}$ à la vitesse $v_{\text{lec}} = 1,9 \mu\text{s}/\text{pixel}$, et de $0,47 e^-/\text{pixel}$ à la vitesse $v_{\text{lec}} = 3,7 \mu\text{s}/\text{pixel}$. Dans chaque sous-pupille et dans chaque image, on mesure la position du spot, avec un algorithme de CDG fenêtré, dans des

boîtes de 9×9 pixels. La position moyenne temporelle de l'image dans la sous-pupille fait office de référence, elle est donc soustraite à chaque mesure. De même, on mesure l'intensité du signal dans les boîtes, pour obtenir un indice de scintillation par sous-pupille et par trame. En l'absence de toute autre perturbation, les fluctuations observées par rapport à la valeur moyenne sont dues au bruit. Les variances des mesures de pentes et de scintillation correspondent donc aux variances du bruit.

4.6.2 Vérification de l'hypothèse de matrice de covariance du bruit diagonale

Dans les chapitres précédents, on a rappelé l'hypothèse généralement faite sur le bruit, qui est d'admettre qu'il est décorrélé entre sous-pupilles et entre les deux directions x et y . Cela implique une matrice de covariance du bruit diagonale. On va donc vérifier cette hypothèse sur nos mesures de laboratoire. On commence par estimer la matrice de covariance du bruit sur les pentes. Le résultat obtenu est présenté sur la figure 4.12. On remarque un couplage entre les

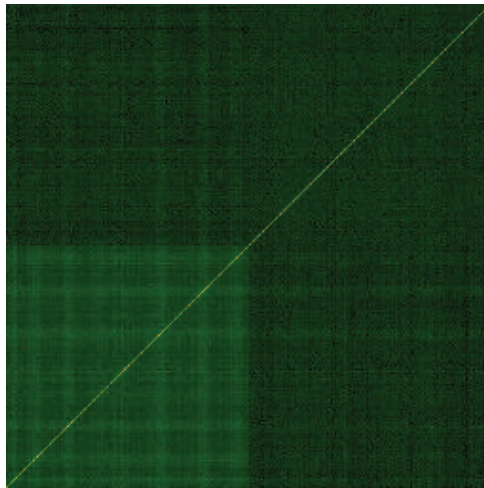


Figure 4.12 – Matrice de covariance du bruit sur les pentes, rangées selon les pentes en x puis les pentes en y , à partir du coin inférieur gauche.

données, notamment la présence de structures non diagonales dans la covariance des pentes en x . Ces motifs sont caractéristiques de la présence de vibrations, très nombreuses sur le banc. Ce banc de tests n'est en effet pas installé dans des conditions optimales, car il n'est destiné qu'à la réalisation de tests simples. Le rail est posé sur une simple table, et on est donc sensible à toutes les vibrations de la pièce (vibrations du sol, vibrations du boîtier de la source, *etc.*). Néanmoins, il ressort une prépondérance des valeurs diagonales. On représente maintenant la matrice de covariance du bruit sur la scintillation, sur la figure 4.13. Là encore, on constate la présence de structures non diagonales, dues à des oscillations de la source, mais les valeurs diagonales restent bien plus marquées.

D'après ces résultats, on peut donc dire que l'hypothèse de matrice de covariance du bruit diagonale est globalement assez bien satisfaite. Il est possible de s'affranchir des effets des vibrations et des oscillations de la source, en soustrayant la moyenne spatiale des mesures par trame, ce qui retire les effets communs à toutes les sous-pupilles. Les matrices de covariance du bruit sur les pentes et sur la scintillation résultantes sont présentées sur la figure 4.14. Cependant, sur le

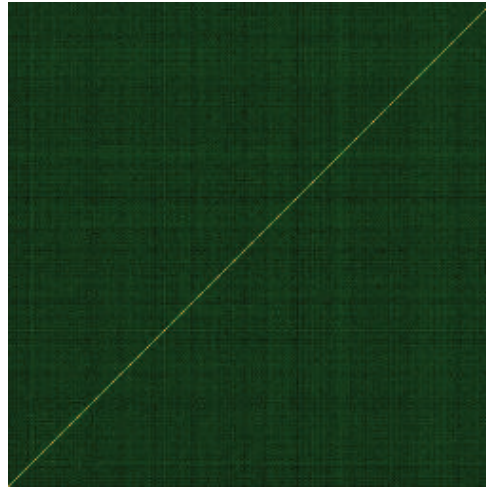


Figure 4.13 – Matrice de covariance du bruit sur la scintillation.

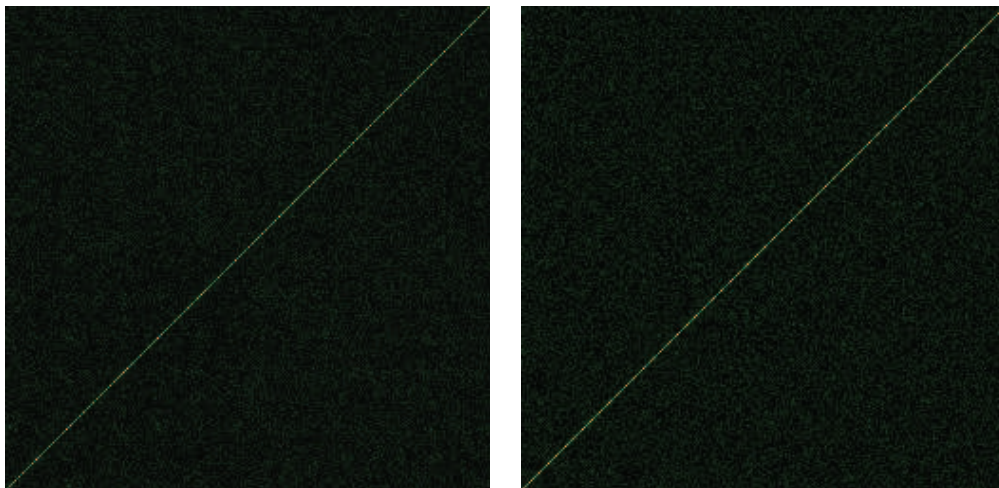


Figure 4.14 – Matrice de covariance du bruit, respectivement sur les pentes et sur la scintillation, après soustraction de la moyenne spatiale des mesures par trame.

ciel, le banc sera installé en sortie du train Coudé du télescope, sur une véritable table optique, pour permettre un couplage optimal avec le télescope, et on s'attend à moins de vibrations. De plus, on n'aura pas d'oscillation de la source. Enfin, la soustraction de la pente moyenne spatiale a pour effet le retrait du tip-tilt global, qui en présence de turbulence contient aussi le tip-tilt atmosphérique. Ce retrait de la moyenne spatiale ne sera donc réalisé qu'en laboratoire.

4.6.3 Evolution de la variance du bruit en fonction du flux incident

On s'intéresse maintenant à l'évolution de la variance du bruit en fonction du flux incident, et ce pour les deux vitesses de lecture verticales de la caméra, à faible flux, avec gain EMCCD activé et réglé à 20, soit un gain EMCDD effectif de 24. On a ici soustrait la moyenne spatiale des mesures, pour ne conserver que les effets du bruit. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 4.15 pour $v_{lec} = 1,9 \mu\text{s}/\text{pixel}$ et sur la figure 4.16 pour $v_{lec} = 3,7 \mu\text{s}/\text{pixel}$. Ils sont comparés aux valeurs données par les formules détaillées dans la section 1.3.2.3, pour un flux et un bruit de détecteur donnés, et des boites de 9×9 pixels.

Sur la figure 4.15, correspondant à $v_{lec} = 1,9 \mu\text{s}/\text{pixel}$, on voit que la variance du bruit sur la scintillation est conforme aux prévisions théoriques. La variance du bruit sur les pentes est quant à elle supérieure aux prévisions théoriques. A faible flux, la variance du bruit sur la pente en y est légèrement supérieure à la variance du bruit sur la pente en x .

Sur la figure 4.16, correspondant à $v_{lec} = 3,7 \mu\text{s}/\text{pixel}$, la variance du bruit sur la scintillation reste conforme aux prévisions théoriques à fort flux, mais on constate un décrochage à faible flux. En ce qui concerne la variance du bruit sur les pentes, les écarts entre variances attendues et estimées se creusent et la disparité entre variance du bruit sur les pentes en x et en y s'accroît.

En comparant les résultats obtenus pour ces deux réglages, sur la figure 4.17, on se rend compte qu'ils sont quasiment identiques. Pourtant, les mesures sont réalisées aux mêmes flux, mais pour des bruits de détecteur différents. Pour les pentes en x , on arrive quand même à avoir une variance du bruit légèrement plus faible à $v_{lec} = 3,7 \mu\text{s}/\text{pixel}$ qu'à $v_{lec} = 1,9 \mu\text{s}/\text{pixel}$.

Lorsque le flux augmente, il est normal que les résultats obtenus avec les deux réglages se rejoignent, en effet, c'est alors le terme de bruit de photon qui devient dominant. Cependant, ici, on se trouve dans un gamme de flux où le terme de bruit de détecteur a encore un impact sur la variance du bruit, comme on le voit sur la figure 4.18, qui compare les variances théoriques du bruit sur les pentes et sur la scintillation, pour les deux réglages considérés. On se rend compte qu'il y a bien une différence, même si elle est plus faible en ce qui concerne la variance du bruit sur la scintillation que la variance du bruit sur les pentes.

Expérimentalement, tout se passe donc comme si on avait atteint une limite sur l'erreur minimale, et même en diminuant le bruit de détecteur, la variance du bruit sur les mesures ne diminue plus, elle atteint une limite pour un flux incident donné. Ceci est peut être dû au résidu de traînée subsistant après sa soustraction. Cela pourrait alors expliquer la disparité constatée entre variance du bruit sur la pente en x et en y , la variance du bruit sur la pente en y étant toujours supérieure, or la traînée est dans la direction verticale du détecteur.

On rappelle qu'à $v_{lec} = 3,7 \mu\text{s}/\text{pixel}$, le temps de lecture total de l'image est proche de 4 ms, ainsi, pour des temps de pose de l'ordre de la milliseconde, on a un signal de traînée très important, comparativement au signal d'intérêt. Le temps de lecture de l'image passe à environ 2 ms pour $v_{lec} = 1,9 \mu\text{s}/\text{pixel}$. Pour l'acquisition des données sur le ciel, on se placera dans le mode de fonctionnement permettant de minimiser le signal de traînée, c'est à dire à $v_{lec} = 1,9 \mu\text{s}/\text{pixel}$. Par ailleurs, afin de supprimer les résidus de traînée, on rajoutera un traitement supplémentaire sur les images, à savoir un seuillage.

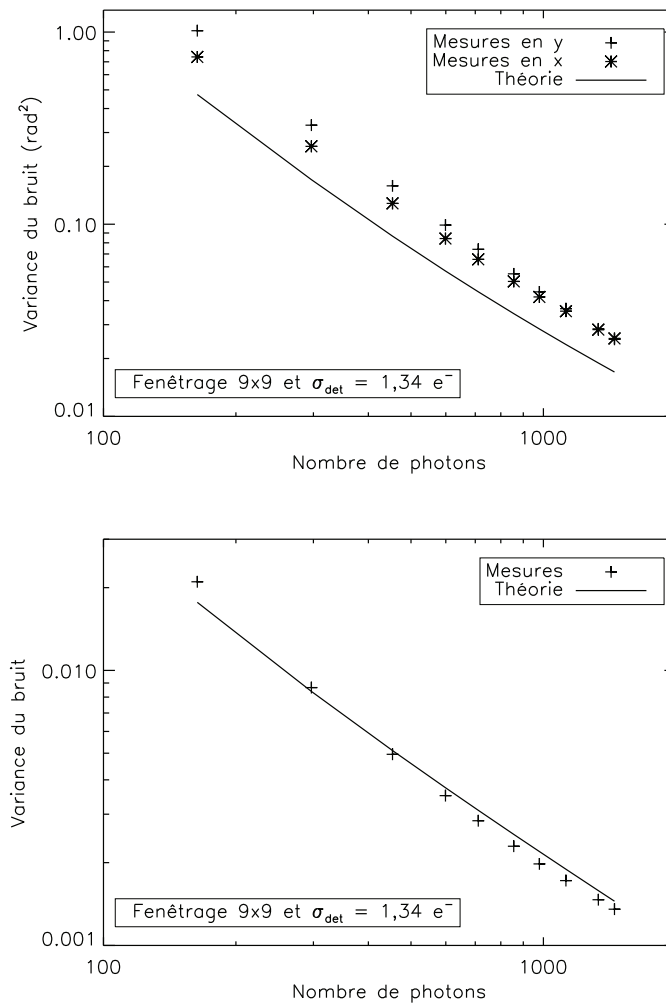


Figure 4.15 – Variance du bruit en fonction du nombre de photons, respectivement sur la pente (en haut) et sur la scintillation (en bas), pour un G_{EM} effectif de 24, pour $v_{lec} = 1,9 \mu s/pixel$, correspondant à un bruit de détecteur de $1,34 e^-/pixel$. Comparaison avec la théorie, pour des boites de 9×9 pixels.

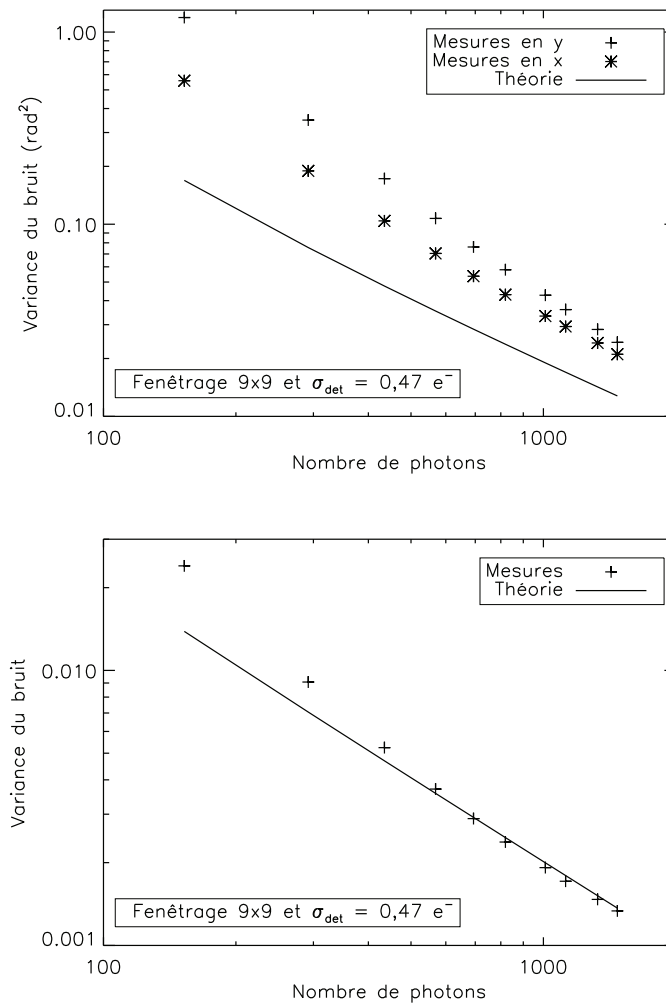


Figure 4.16 – Variance du bruit en fonction du nombre de photons, respectivement sur la pente (en haut) et sur la scintillation (en bas), pour un G_{EM} effectif de 24, pour $v_{\text{lec}} = 3,7 \mu\text{s}/\text{pixel}$, correspondant à un bruit de détecteur de $0,47 e^-/\text{pixel}$. Comparaison avec la théorie, pour des boites de 9×9 pixels.

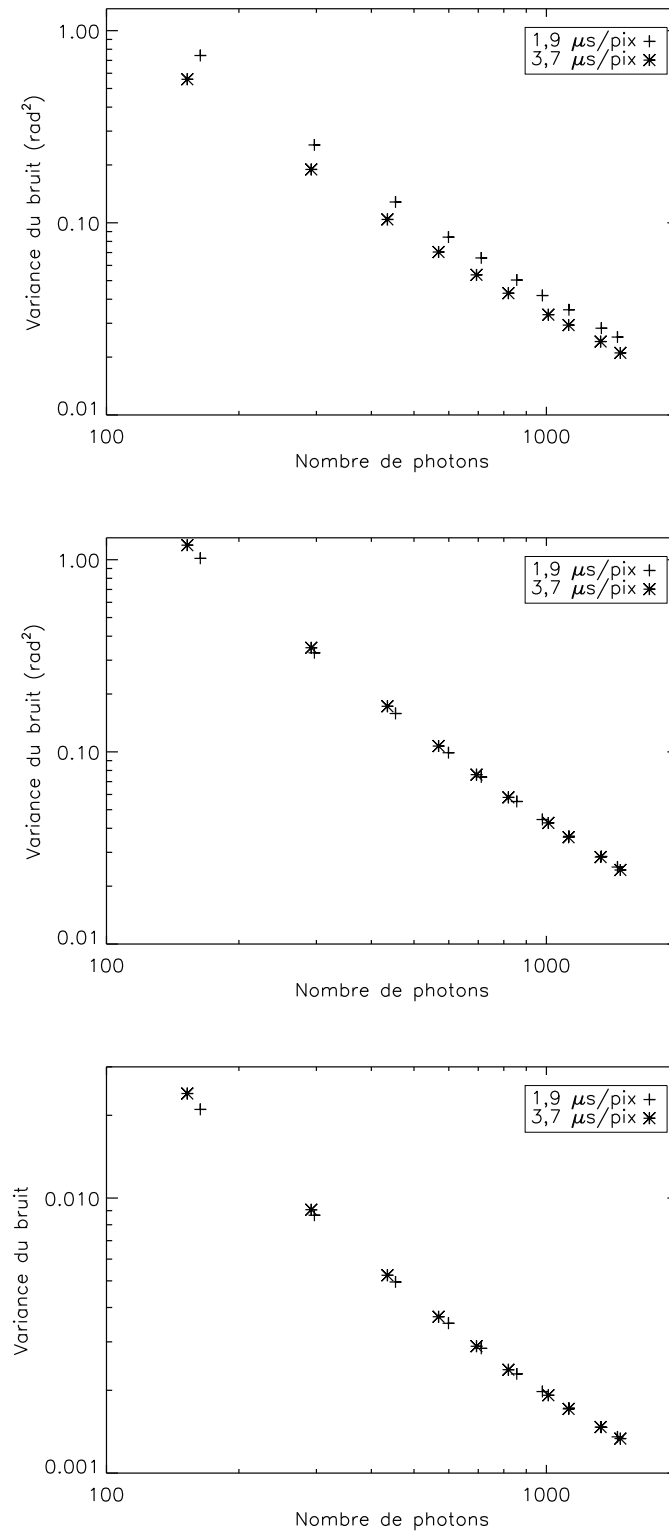


Figure 4.17 – Comparaison des variances du bruit pour les deux réglages considérés, sur la pente en x (en haut), sur la pente en y (au milieu) et sur la scintillation (en bas).

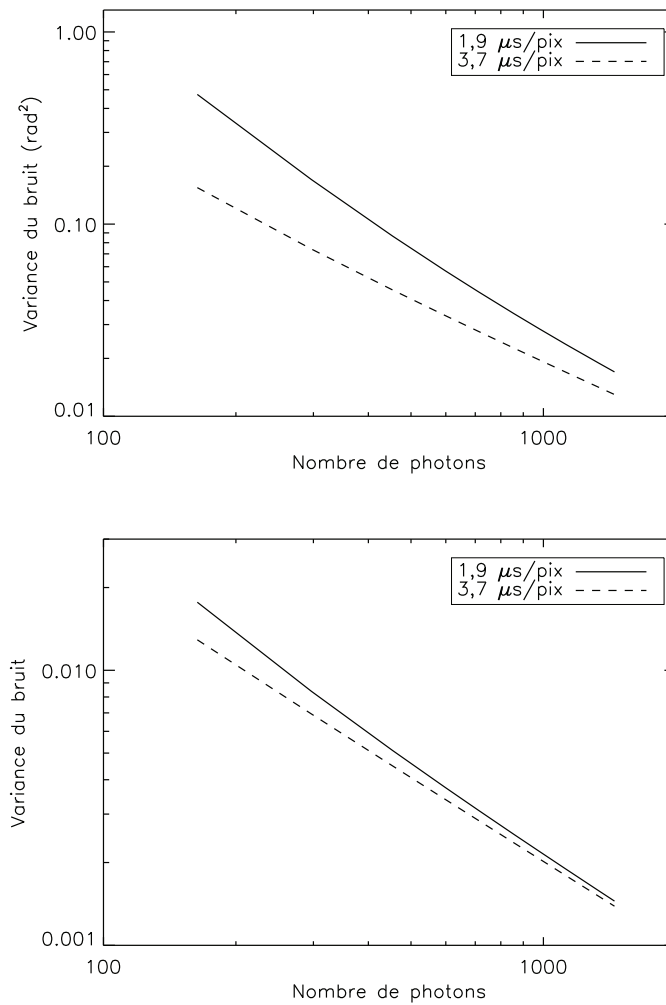


Figure 4.18 – Comparaison des variances théoriques du bruit pour les deux réglages considérés. En haut : variance théorique du bruit sur les pentes. En bas : variance théorique du bruit sur la scintillation.

On voit ici encore qu'il est difficile de prévoir la variance du bruit sur les mesures. Les résultats expérimentaux obtenus confirment la nécessité d'effectuer les traitements CO-SLIDAR en réalisant une estimation des variances des bruits, ou bien en excluant les variances des mesures, comme on l'a vu dans la section 3.5.

4.7 Conclusion

Ce chapitre a présenté le banc ProMeO et les différentes tests réalisés en laboratoire. Ils ont permis une meilleure connaissance du fonctionnement du banc. Le dimensionnement de la matrice de microlentilles a été réalisé pour correspondre à la géométrie d'instrument utilisée en simulation et satisfaire aux exigences de résolution en altitude. La caméra d'acquisition a été entièrement caractérisée, dans différents modes de fonctionnement. On a également remédié à certains effets instrumentaux, en proposant plusieurs méthodes de soustraction du signal de traînée. On a par ailleurs mesuré la transmission des optiques et vérifié la linéarité de la mesure de position. La propagation des bruits a été étudiée en laboratoire, confirmant l'intérêt d'une estimation conjointe du profil de C_n^2 et des variances des bruits, ou bien d'une exclusion des variances dans le problème direct. Le banc ProMeO est maintenant fin prêt pour une expérience sur le ciel, couplé au télescope MeO de 1,5 m de diamètre. L'expérimentation du CO-SLIDAR sur le ciel avec le banc ProMeO est le thème du prochain chapitre.

Sommaire

5.1	L'expérience ProMeO	96
5.1.1	Cadre expérimental	96
5.1.2	Liste des sources observables	96
5.1.3	Déroulement de la mission	97
5.2	Préambule à l'article	98
5.2.1	Traitement des images	98
5.2.2	Extraction des pentes et des indices de scintillation	98
5.2.3	Vérification des hypothèses faites sur la turbulence	101
5.3	Reconstruction des profils de turbulence	107
5.4	Compléments à l'article	127
5.4.1	Commentaires sur les r_0 et σ_χ^2 estimés à partir des profils de C_n^2	127
5.4.2	Au-delà des limitations géométriques	127
5.4.3	Influence de l'échelle externe	129
5.4.4	Reconstruction des profils de C_n^2 à 4 et 5 ms	129
5.5	Conclusion	132

Dans le chapitre précédent, on a dimensionné et testé en laboratoire le banc d'acquisition ProMeO, destiné à l'expérimentation sur le ciel du CO-SLIDAR. Ce banc, couplé au télescope MeO, permet d'obtenir la géométrie d'instrument pour laquelle ont été réalisées les simulations du chapitre 3.

L'expérience ProMeO a pour objectif de valider sur le ciel la méthode CO-SLIDAR. Le coeur de ce chapitre est un article en cours de soumission présentant les principaux résultats obtenus sur le ciel. Dans la section 5.1, on présente l'expérience en elle-même, le cadre et le déroulement de la mission, ainsi que la liste des sources observables. La section 5.2 constitue un préambule à l'article, et détaille le dépouillement des données, allant du traitement des images jusqu'à la vérification des hypothèses faites sur la turbulence. Dans la section 5.3, l'article montre notamment les profils de turbulence reconstruits à partir de données ciel par la méthode CO-SLIDAR. Dans la section 5.4, on expose quelques résultats complémentaires à l'article. Les conclusions du chapitre sont présentées dans la section 5.5.

5.1 L'expérience ProMeO

Cette section est dédiée à la présentation de l'expérience ProMeO, dont l'objectif est la validation de la méthode CO-SLIDAR sur le ciel. Le paragraphe 5.1.1 décrit le site d'observation ainsi que le montage expérimental. Le paragraphe 5.1.2 liste les étoiles binaires correspondant aux exigences de l'expérience en terme de résolution. Le paragraphe 5.1.3 présente brièvement le déroulement de la mission.

5.1.1 Cadre expérimental

Le lieu d'observation est le Plateau de Calern, qui est un site de l'Observatoire de la Côte d'Azur, situé près de Nice. Ses coordonnées géographiques sont les suivantes :

- longitude : $6^{\circ}56'$ Est
- latitude : $43^{\circ}45'$ Nord
- altitude : 1270 m

Le banc ProMeO a été couplé au télescope MeO, de type Ritchey-Chrétien, de 1,5 m de diamètre et d'occultation centrale 30 %. La figure 5.1 montre le télescope dans son dôme ainsi qu'une vue sur ses miroirs primaire et secondaire. Le banc a été installé derrière le train Coudé



Figure 5.1 – Vue du télescope MeO et de ses miroirs primaire et secondaire.

du télescope, composé de 7 miroirs et un doublet, dont la transmission globale est estimée à environ 30 %. Les différents composants du banc ont déjà été présentés dans la section 4.3, ils sont rappelés sur la figure 5.2. En situation d'observation, ce banc est recouvert d'un baffle, afin de minimiser le flux parasite.

5.1.2 Liste des sources observables

On a recherché les différentes étoiles binaires correspondant aux besoins de l'expérience ProMeO, et visibles sur le site du Plateau de Calern au mois de Mai 2012. On a choisi des étoiles de magnitude visuelle en bande V inférieure à 6 et de séparation (Sép.) comprise entre 9 et 25 arcsec. Les couples d'étoiles ont été repérés dans le Washington Double Star Catalogue (WDS) et leur numéro Hipparcos (HIP), nécessaire pour le pointage du télescope, dans la base de données astronomiques SIMBAD. L'altitude de culmination (Culm.) des binaires ainsi que la possibilité de les observer de nuit sur le site de Calern autour du 15 Mai 2012 ont été vérifiées à

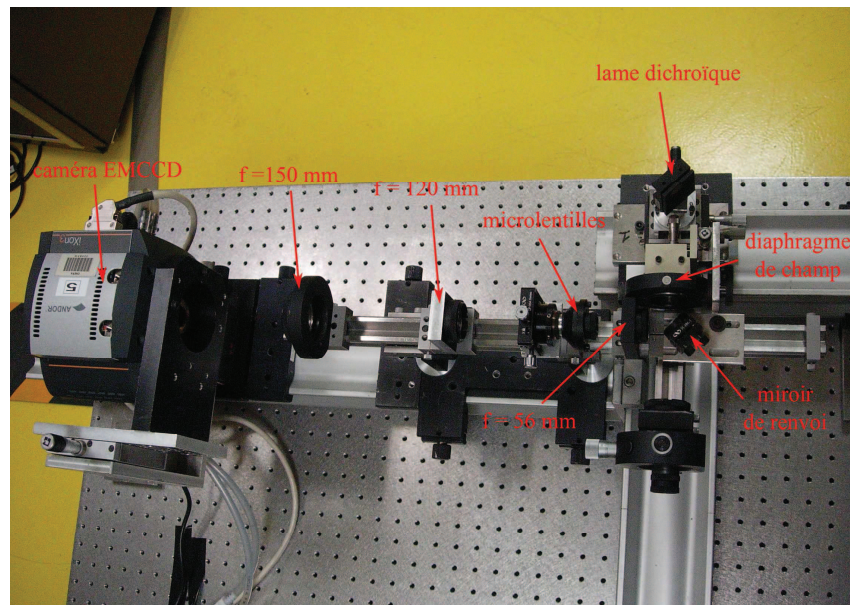


Figure 5.2 – Le banc ProMeO, couplé au télescope MeO. La sortie du train Coudé se situe sur la droite et n'est pas visible sur la figure.

WDS	HIP	Binaire	Const.	Sép. (arcsec)	m_{V1}	m_{V2}	Culm.
20467+1607	102532	STF2727	Del	9,10	4,36	5,03	62°26'
18078+2606	88817	STF2280AB	Her	14,20	5,81	5,84	72°21'
13239+5456	65378	STF1744AB	UMa	14,40	2,23	3,88	78°53'
18002+8000	88136	STF2308AB	Dra	18,60	5,70	6,00	53°46'
12492+8325	62572	STF1694AB	Cam	21,40	5,29	5,74	50°25'
18562+0412	92946	STF2417AB	Ser	22,40	4,59	4,93	50°29'

TABLE 5.1: Liste des étoiles binaires correspondant aux besoins de l'expérience ProMeO et visibles sur le site du Plateau de Calern au mois de Mai 2012.

l'aide du logiciel libre Cartes du Ciel. La liste des étoiles binaires ainsi obtenue est donnée dans le tableau 5.1

5.1.3 Déroulement de la mission

La mission s'est déroulée du 9 au 16 Mai 2012. Elle a compté 5 nuits de temps télescope. Les deux premières nuits ont été consacrées au réglage du télescope et au couplage optimal du banc avec ce dernier. Les observations scientifiques ont commencé la troisième nuit, mais un important décentrage a été constaté, nécessitant de nouveaux réglages. Les deux dernières nuits ont permis l'enregistrement d'images SH sur étoiles simple et double. En raison de l'alternance entre ciel voilé et ciel découvert, nous n'avons pas pu enregistrer des images en continu au cours de ces nuits.

Pour les traitements CO-SLIDAR, on a sélectionné des images enregistrées pendant la nuit du 14 au 15 Mai 2012, sur l'étoile Vega et sur la binaire STF1744 (Mizar AB). La faible transmission

globale du système et de l’atmosphère ne nous a pas permis d’observer des étoiles de magnitude supérieure à 4, avec des temps d’exposition de l’ordre de quelques millisecondes. En effet, on doit utiliser des temps d’exposition très courts, pour supposer la turbulence gelée. Des images ont également été enregistrées sur la binaire STF2417, dont la magnitude de l’étoile la plus faible est proche de 5, mais on est en limite de détection. Le RSB sur ces images est trop faible pour qu’elles soient exploitables.

5.2 Préambule à l’article

Cette section présente le dépouillement des données expérimentales, effectué en amont de la reconstruction des profils de C_n^2 présentés dans l’article constituant la section 5.3. Dans le paragraphe 5.2.1, on explique le traitement des images brutes. Dans le paragraphe 5.2.2, on rappelle le procédé conduisant à l’extraction des pentes et des indices de scintillation et on réalise quelques vérifications sur les flux mesurés. Le paragraphe 5.2.3 est consacré à la vérification des hypothèses faites sur la turbulence pour l’établissement du modèle. On s’assure d’être en présence d’une turbulence de type Kolmogorov et dans le régime des faibles perturbations. Les données traitées ici sont des images de Vega et de la binaire STF1744, acquises lors de la nuit du 14 au 15 Mai 2012. Il s’agit de cubes de 1000 images enregistrées à 15 Hz, un cube représente donc environ une minute d’observation.

5.2.1 Traitement des images

On rappelle que les images SH sont composées de 30×30 sous-pupilles, de dimensions 22×22 pixels, ce qui donne des images de 660×660 pixels. Les images brutes sont enregistrées avec de plus grandes dimensions, pour faciliter les réglages et ne pas risquer de couper les bords. Elles sont ensuite redécoupées. A chaque image, on soustrait un fond médian, enregistré shutter fermé et avec les mêmes réglages caméra. Puis, on soustrait le signal de traînée, tel qu’expliqué dans le paragraphe 4.4.3. Les images sont finalement seuillées à σ_{e-} , qui est l’écart-type du bruit de détecteur pour le réglage caméra considéré. Sur la figure 5.3, on compare des imagettes SH brute et traitée de la binaire STF1744, à un temps de pose $t_{\text{exp}} = 3$ ms de temps de pose.

5.2.2 Extraction des pentes et des indices de scintillation

Une fois les images traitées, il est possible d’en extraire les pentes et les indices de scintillation. Pour cela, on procède de la même façon que dans la simulation du chapitre 3. On ne conserve que les sous-pupilles éclairées au minimum à 70 %, laissant 620 sous-pupilles valides. On repère la position du maximum des tâches dans les sous-pupilles sur la longue pose. On mesure les pentes et les indices de scintillation dans des boites centrées sur ces maxima, comme expliqué dans le paragraphe 3.2.1. Sur les images de Vega, on utilise des boites de 13×13 pixels, tandis que sur la binaire STF1744, on utilise des boites de 9×9 pixels. La figure 5.4 présente l’allure des pentes mesurées sur la binaire, pour chacune des deux étoiles, dans les deux directions x et y , à $t_{\text{exp}} = 3$ ms. On appelle étoile 1 la composante la plus brillante de la binaire et étoile 2 la composante la moins brillante. Sur la figure 5.5, on montre les intensités et indices de scintillation mesurés sur la binaire, à $t_{\text{exp}} = 3$ ms.

On s’assure de la linéarité de la mesure de flux sur des cubes d’images enregistrés sur Vega, avec des temps de pose compris entre 1 et 5 ms. Pour cela, on estime l’intensité moyenne sur l’ensemble des sous-pupille et l’ensemble des images. Le résultat est présenté sur la figure 5.6 et

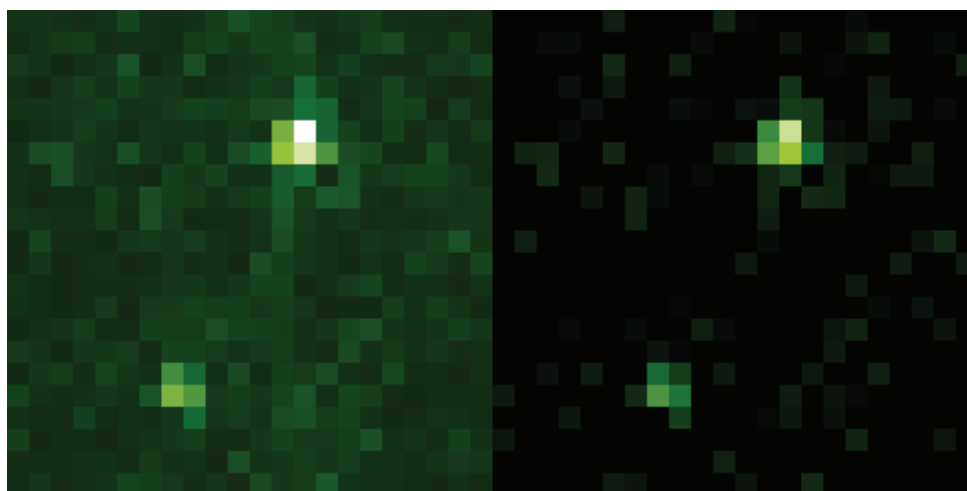


Figure 5.3 – Imagettes SH brute, à gauche et traitée, à droite, de la binaire STF1744, $t_{\text{exp}} = 3$ ms.

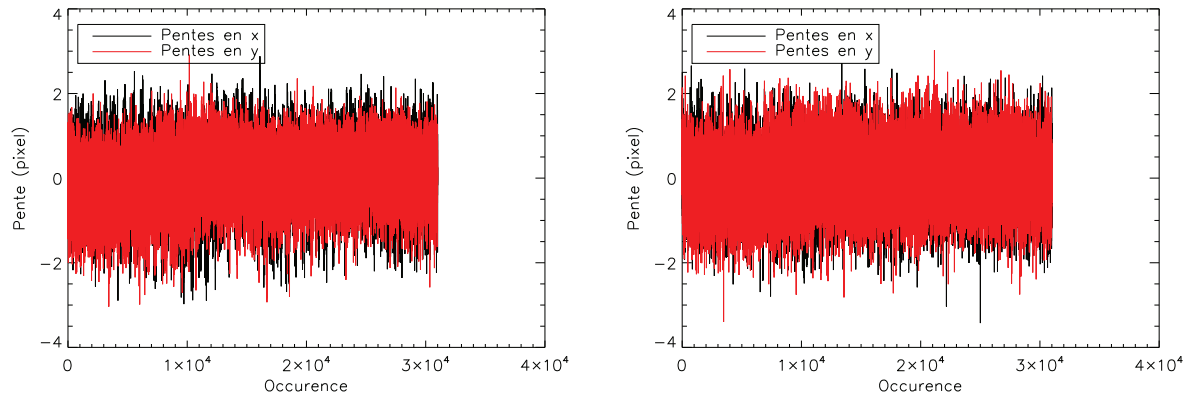


Figure 5.4 – Pentés mesurées dans les directions x et y , sur chacune des deux composantes de la binaire STF1744, à gauche sur l'étoile 1, à droite sur l'étoile 2, pour $t_{\text{exp}} = 3$ ms. On ne représente ici que 50 trames.

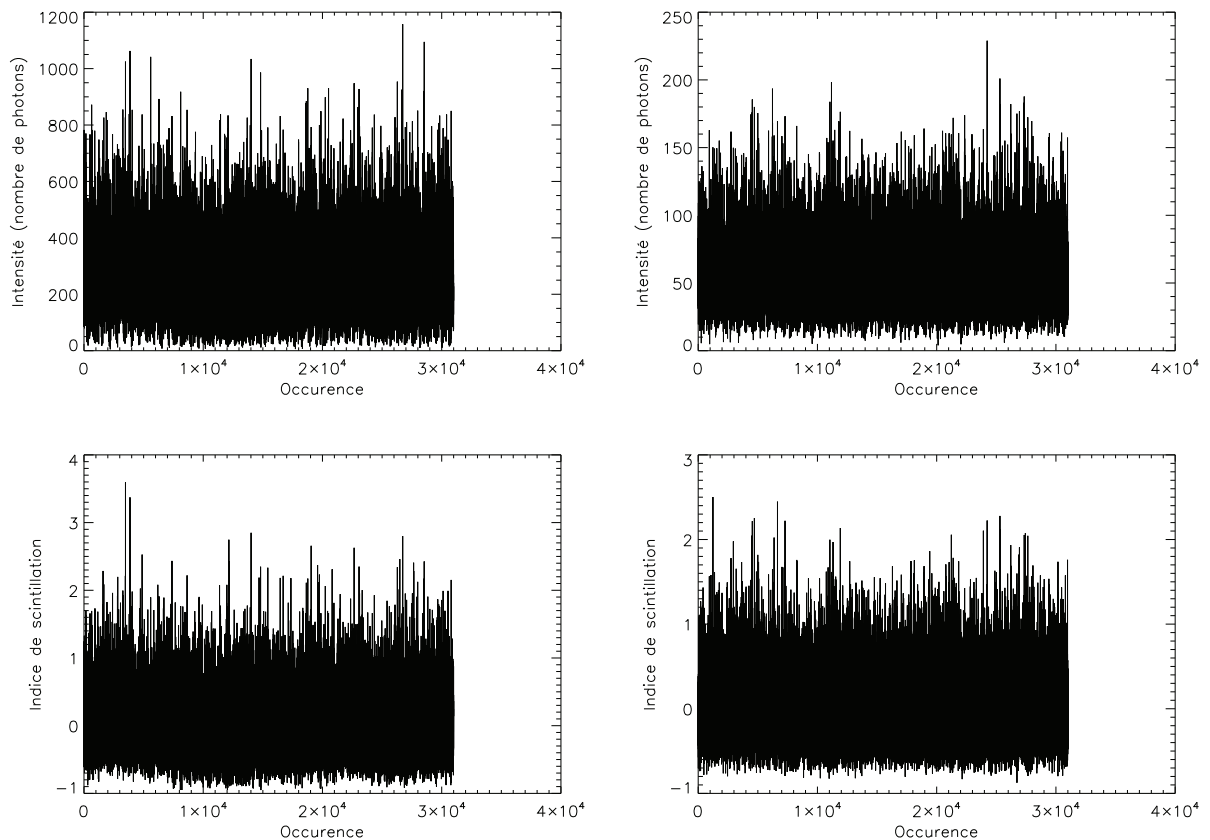


Figure 5.5 – Intensités (en haut) et indices de scintillation (en bas), mesurés sur chacune des deux composantes de la binaire STF1744, à gauche sur l'étoile 1, à droite sur l'étoile 2, pour $t_{\text{exp}} = 3$ ms. On ne représente ici que 50 trames.

montre bien une relation linéaire entre le flux mesuré et le temps de pose. Le tableau 5.2 présente les magnitudes visuelles en bande V ainsi que les flux mesurés sur Vega et sur les composantes de la binaire, à $t_{\text{exp}} = 3$ ms. On peut aussi s'assurer que les rapports des flux mesurés sont

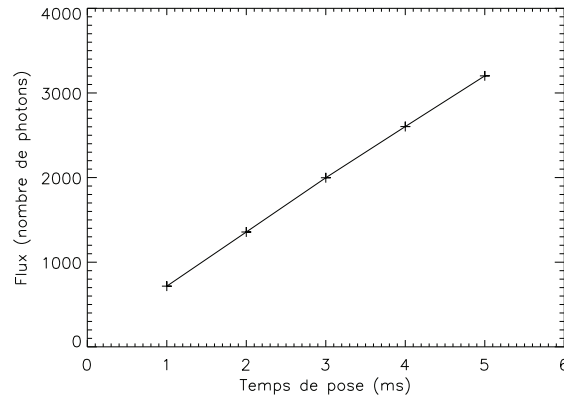


Figure 5.6 – Intensité en fonction du temps de pose, mesurée sur Vega.

	Magnitude m_V	Flux mesuré (nombre de photons) pour $t_{\text{exp}} = 3$ ms
Vega	0	1998
STF1744 étoile 1	2,23	258
STF1744 étoile 2	3,88	56

TABLE 5.2: Magnitude visuelle en bande V et flux mesuré à $t_{\text{exp}} = 3$ ms.

conformes aux différences de magnitudes entre les composantes de la binaire et l'étoile Vega. Pour cela, on applique l'expression suivante :

$$\text{rapport des flux} = 2,5^{(m_{V_{\text{étoile 1}}} - m_{V_{\text{étoile 2}}})} \quad (5.1)$$

Par rapport à Vega, on s'attend à un rapport des flux de 7,7 et 35, respectivement pour la composante la plus brillante et la composante la moins brillante de la binaire. Or, on mesure des rapports de flux de $\frac{1998}{258} = 7,7$ et $\frac{1998}{56} = 35,7$, ce qui est bien conforme aux prévisions. De même, le rapport des flux mesuré entre les deux composantes vaut $\frac{258}{56} = 4,6$, ce qui correspond bien à une différence de 1,65 en magnitude. Ces résultats montrent que le traitement des images, comprenant la soustraction du fond, de la traînée, ainsi que le seuillage à σ_e , n'a pas introduit de biais sur la mesure du flux.

5.2.3 Vérification des hypothèses faites sur la turbulence

Dans ce paragraphe, on va vérifier que les hypothèses faites sur la turbulence pour la construction du modèle sont bien vérifiées.

5.2.3.1 Hypothèse de turbulence Kolmogorov

On souhaite tout d'abord vérifier qu'on se trouve en présence d'une turbulence de type Kolmogorov. Pour cela, à partir des pentes mesurées, on peut estimer les coefficients de Zernike a_i et ainsi que leurs variances. La phase turbulente décomposée sur la base des polynômes de Zernike s'écrit :

$$\varphi(r) = \sum_{i=2}^{i_{\max}} a_i Z_i(r). \quad (5.2)$$

Ici on a exclu le piston correspondant à $i = 1$. En effet, le SH n'étant sensible qu'aux dérivées premières de la phase, celle-ci ne peut être déterminée qu'à une constante près. Comme la phase est paramétrée par un nombre fini de coefficients a_i , le système linéaire qu'est le SH peut être caractérisé par l'équation matricielle suivante :

$$\mathbf{P} = D\mathbf{a}, \quad (5.3)$$

où \mathbf{P} est le vecteur des pentes mesurées par le SH, la matrice D est appelée fonction d'appareil du SH et \mathbf{a} est le vecteur contenant les a_i . Le vecteur des a_i estimés, $\hat{\mathbf{a}}$, est obtenu en inversant la relation 5.3 au sens des moindres carrés, tel que :

$$\hat{\mathbf{a}} = \left(D^T D\right)^{-1} D^T \mathbf{P} \quad (5.4)$$

On estime la variance des a_i reconstruits et on la représente en fonction du numéro de polynôme i . Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 5.7 pour Vega, et sur la figure 5.8 pour la binaire STF1744, toujours à $t_{\text{exp}} = 3$ ms. On a ici reconstruit 135 modes de Zernike, correspondant aux 15 premiers ordres radiaux, mais on représente seulement les 44 premiers, pour une meilleure visibilité. Sur les figures 5.7 et 5.8, on reconnaît une structure en escalier, la variance est

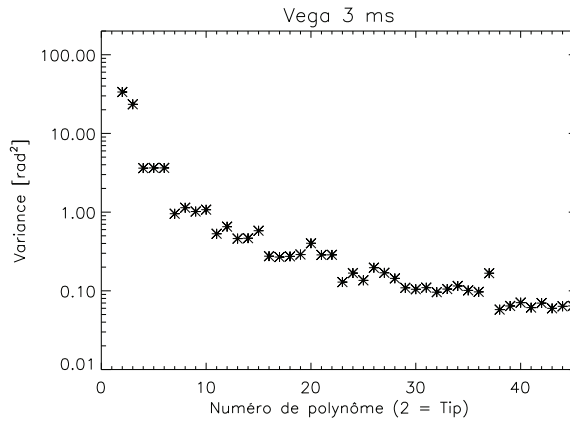


Figure 5.7 – Variances des a_i en fonction du numéro de polynôme i , pour Vega, à $t_{\text{exp}} = 3$ ms.

constante pour tous les coefficients d'un même ordre radial n , et elle décroît quand celui-ci augmente. On va maintenant regarder comment décroît cette variance pour n grand. En effet, dans le cas d'une turbulence de type Kolmogorov, cette variance décroît asymptotiquement en $(n + 1)^{-11/3}$. On représente donc la variance des a_i , moyennée par ordre radial, en fonction de $n + 1$ et on réalise un ajustement sur les points, à partir de $n = 6$. Les résultats obtenus pour

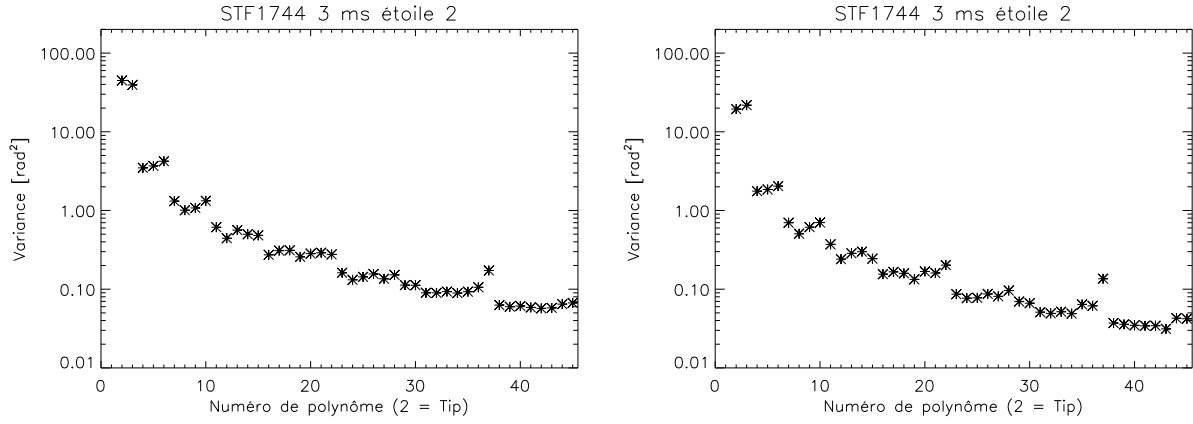


Figure 5.8 – Variances des a_i en fonction du numéro de polynôme i , pour la binaire STF1744, à $t_{\text{exp}} = 3$ ms. À gauche : étoile 1, à droite : étoile 2.

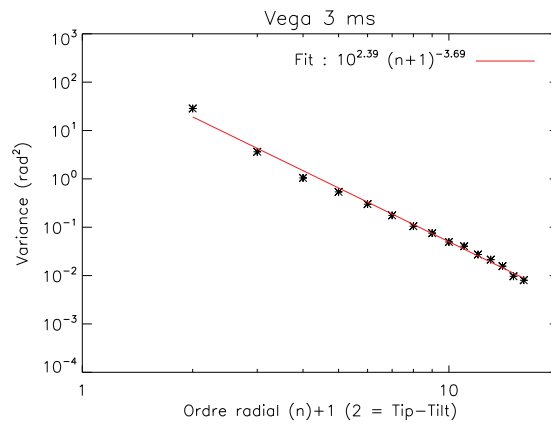


Figure 5.9 – Variances des a_i moyennées par ordre radial, pour Vega, à $t_{\text{exp}} = 3$ ms.

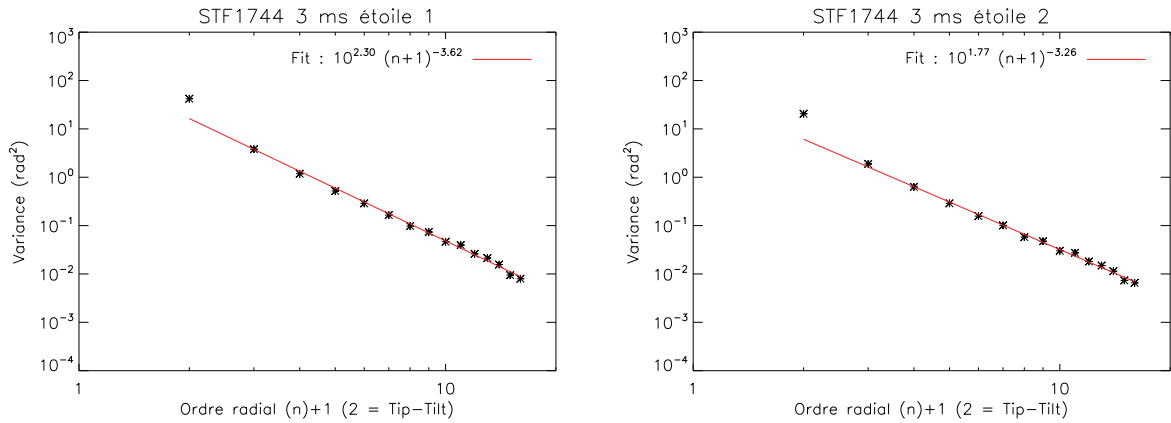


Figure 5.10 – Variances des a_i moyennées par ordre radial, pour la binaire STF1744, à $t_{\text{exp}} = 3$ ms. A gauche : étoile 1, à droite : étoile 2.

Vega et pour la binaire STF1744 sont donnés sur les figures 5.9 et 5.10. Pour Vega et pour la composante la plus brillante de la binaire, le terme $n + 1$ est à la puissance $-3,67$ et $-3,62$, donc égale ou quasiment égale à $-\frac{11}{3}$. En revanche, on s'en éloigne un peu pour la composante la moins brillante de la binaire, où la puissance du terme $n + 1$ n'est que de $-3,26$. Cependant, ici, on travaille avec des données entachées de bruit, ce qui peut biaiser le résultat, et il est donc plus judicieux de réaliser ces vérifications sur les données à plus fort flux, de meilleur RSB, que sont les pentes mesurées sur Vega et l'étoile 1. Ces vérifications ont par été réalisées sur plusieurs cubes de données, et la puissance du terme $n + 1$ était toujours proche de ou égale à $-\frac{11}{3}$.

On peut maintenant estimer un r_0 à partir des variances des a_i reconstruits, en utilisant l'expression des variances de Noll, donnée par l'équation 1.43, en excluant les ordres radiaux 1 et 2, pour s'affranchir des effets d'échelle externe et des éventuelles vibrations ou erreurs de pointage. Avec le r_0 estimé, on peut alors représenter les variances de Noll, pour le rapport $\frac{D}{r_0}$ associé et les comparer aux variances expérimentales.

Enfin, on rappelle que l'échelle externe L_0 a pour effet d'atténuer les variances des bas ordres radiaux. On représente donc également les variances théoriques des coefficients de Zernike avec effet d'échelle externe, pour $L_0 = 10$ m et $L_0 = 27$ m, cette dernière valeur étant la médiane mesurée sur le site du Plateau de Calern [Conan(2000)]. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 5.11 pour Vega et sur la figure 5.12 pour la binaire STF1744. Pour la binaire, on a représenté les résultats obtenus avec trois cubes de données consécutifs, représentant chacun 1 min d'observation, et seulement pour la composante la plus brillante.

Les images acquises sur Vega et sur la binaire correspondent à des heures et à des directions d'observation différentes. Les images de Vega à $t_{\text{exp}} = 3$ ms ont été enregistrées à 23 : 51 TU, et les coordonnées horizontales étaient alors : Alt = $58^\circ 54'$; Az = $84^\circ 40'$, tandis que les images de la binaire à $t_{\text{exp}} = 3$ ms ont été enregistrées à 00 : 51 TU, avec les coordonnées horizontales : Alt = $55^\circ 12'$; Az = $307^\circ 13'$. En définitive, les r_0 estimés sont très proches, de l'ordre de 5 cm. Les variances mesurées sont bien en adéquation avec les variances de Noll pour ces r_0 , mais on constate un décrochage des ordres radiaux 1 et 2, typique d'un effet d'échelle externe. Les variances théoriques corrigées de l'effet de L_0 , pour des valeurs de 10 et 27 m se superposent mieux aux variances estimées. Selon les cas, on constate que l'adéquation est meilleure pour $L_0 = 10$ m ou $L_0 = 27$ m. L'échelle externe étant un paramètre difficile à mesurer, dans la suite,

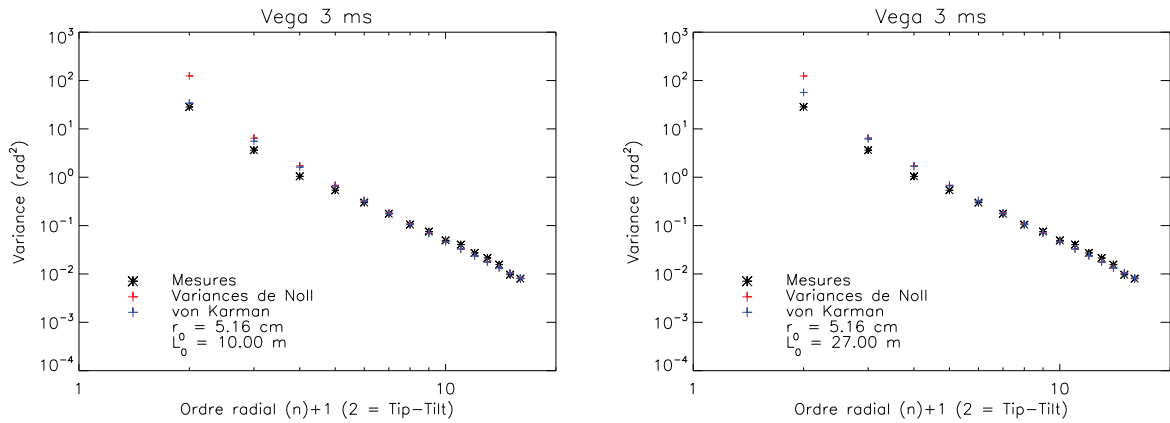


Figure 5.11 – Variances des a_i moyennées par ordre radial, pour Vega, à $t_{\text{exp}} = 3$ ms. Comparaison avec les variances de Noll et avec les variances von Kármán, pour $L_0 = 10$ m, à gauche et $L_0 = 27$ m, à droite.

on choisira la valeur médiane $L_0 = 27$ m. L'influence de l'échelle externe sur la reconstruction du profil de C_n^2 est faible quand celle-ci est grande devant le diamètre du télescope, comme on l'a vu dans le paragraphe 3.3.2. L'effet de L_0 sur la reconstruction expérimentale du C_n^2 sera tout de même discuté au paragraphe 5.4.3.

Ce paragraphe nous a permis de valider expérimentalement l'hypothèse de turbulence Kolmogorov, avec effet d'échelle externe, via l'estimation des coefficients de décomposition de la phase sur la base des polynômes de Zernike, à partir des pentes mesurées. Dans le paragraphe suivant, on va tâcher de vérifier la seconde hypothèse que suppose le modèle, qui est celle des faibles perturbations.

5.2.3.2 Hypothèse des faibles perturbations

On a vu dans le paragraphe 1.2.3.3 que dans le domaine des faibles perturbations, le log-amplitude est une variable aléatoire gaussienne, de moyenne $\langle \chi \rangle$ et de variance σ_χ^2 , avec $\langle \chi \rangle = -\sigma_\chi^2$. L'intensité est définie telle que : $I = I_0 e^{2\chi}$, où I_0 est sa valeur moyenne. Dans le régime des faibles perturbations, elle suit une loi log-normale. A partir des mesures des intensités et des indices de scintillation, il est possible d'estimer les paramètres I_0 et σ_χ^2 . On simule une variable aléatoire gaussienne χ telle que : $\chi \sim \mathcal{N}(\langle \chi \rangle, \sigma_\chi^2)$. A partir de χ et I_0 , on simule une variable aléatoire log-normale I_{sim} et on compare sa distribution à celle de l'intensité mesurée. Les résultats obtenus à $t_{\text{exp}} = 3$ ms sont exposés sur la figure 5.13 pour Vega et sur la figure 5.14 pour la composante la plus brillante de la binaire STF1744. Pour cette dernière, on montre les résultats obtenus sur les trois cubes successifs de données. Sur Vega, on estime $\sigma_\chi^2 = 0,024$, et on constate une bonne adéquation avec la distribution log-normale. Sur la binaire, on estime $\sigma_\chi^2 \simeq 0,05$, et on constate que l'adéquation à la distribution log-normale est moins bonne. En effet, l'augmentation de σ_χ^2 correspond à une augmentation de la force des perturbations, et la statistique de l'intensité s'éloigne alors d'une distribution log-normale. Par ailleurs, d'autres effets, comme les bruits de détection ou le seuillage peuvent biaiser la distribution. Cependant, on a $\sigma_\chi^2 < 0,3$, on se trouve donc bien dans le régime des faibles perturbations.

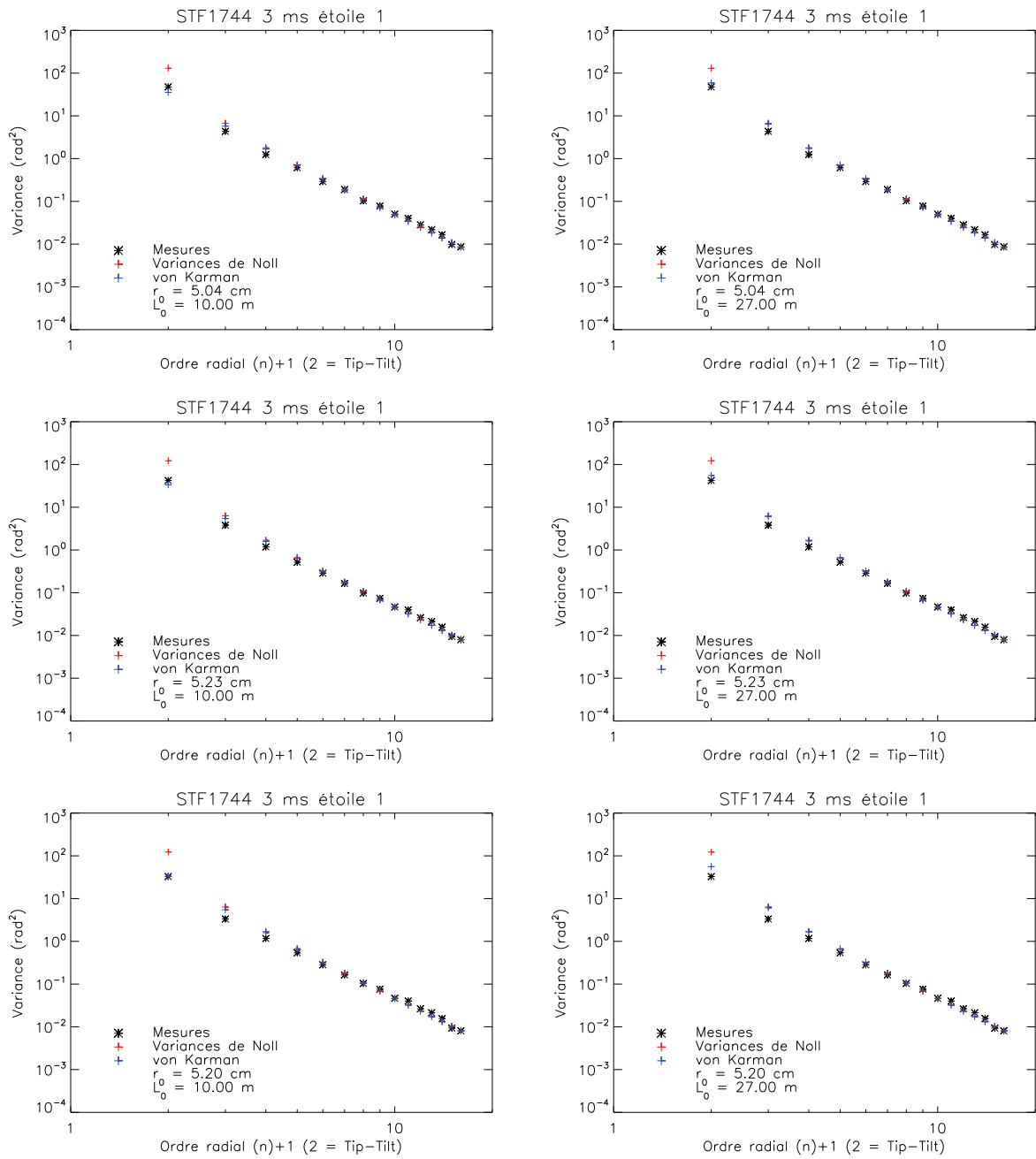


Figure 5.12 – Variances des a_i moyennées par ordre radial, pour la composante la plus brillante de la binaire STF1744, à $t_{\text{exp}} = 3$ ms. Comparaison avec les variances de Noll et avec les variances von Kármán, pour $L_0 = 10$ m, à gauche et $L_0 = 27$ m, à droite.

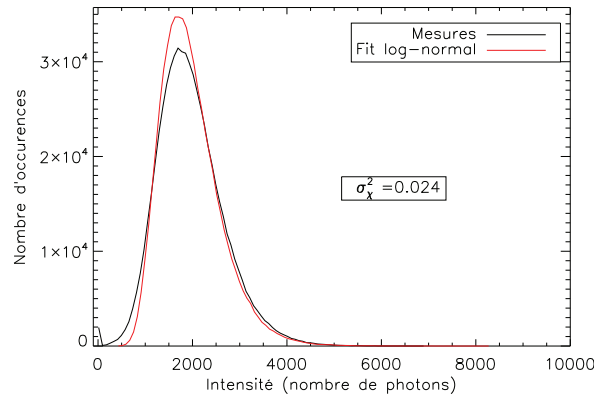


Figure 5.13 – Distribution de l’intensité mesurée sur Vega, à $t_{\text{exp}} = 3$ ms, et comparaison avec une distribution log-normale.

Le dépouillement des données expérimentales nous a permis de vérifier les hypothèses faites sur la turbulence pour établir le modèle de mesure du profil de C_n^2 . Les vérifications ont été faites sur une étoile de très fort flux, Vega, ainsi que sur la composante la plus brillante de la binaire STF1744. On se trouve en présence d’une turbulence de type Kolmogorov, avec effet d’échelle externe, ainsi que dans le régime des faibles perturbations. À partir des pentes et des indices de scintillation mesurées sur la binaire STF1744, on peut donc estimer les autocorrélations et les intercorrélations, pour ensuite reconstruire le profil de C_n^2 . Ceci fait l’objet de la section suivante, qui est un article en cours de soumission pour un journal à comité de lecture.

5.3 Reconstruction des profils de turbulence

Cette section correspond à un article en cours de soumission, contenant les principaux résultats expérimentaux obtenus sur le ciel lors de la campagne d’observation de Mai 2012. Il présente notamment les premiers profils de C_n^2 reconstruits avec la méthode CO-SLIDAR, permettant ainsi de valider cette technique de mesure. La section 2 de l’article rappelle le principe et le formalisme du CO-SLIDAR, détaillés dans la section 2.5. La section 3 présente des résultats de simulation, déjà discutés dans le chapitre 3. Les lecteurs de cette thèse peuvent donc aller directement à la section 4, montrant les résultats expérimentaux et comparant les profils de C_n^2 obtenus par la méthode CO-SLIDAR à des profils issus de données météorologiques. La section 5 discute du placement du CO-SLIDAR en tant que nouvelle technique de mesure du profil de C_n^2 .

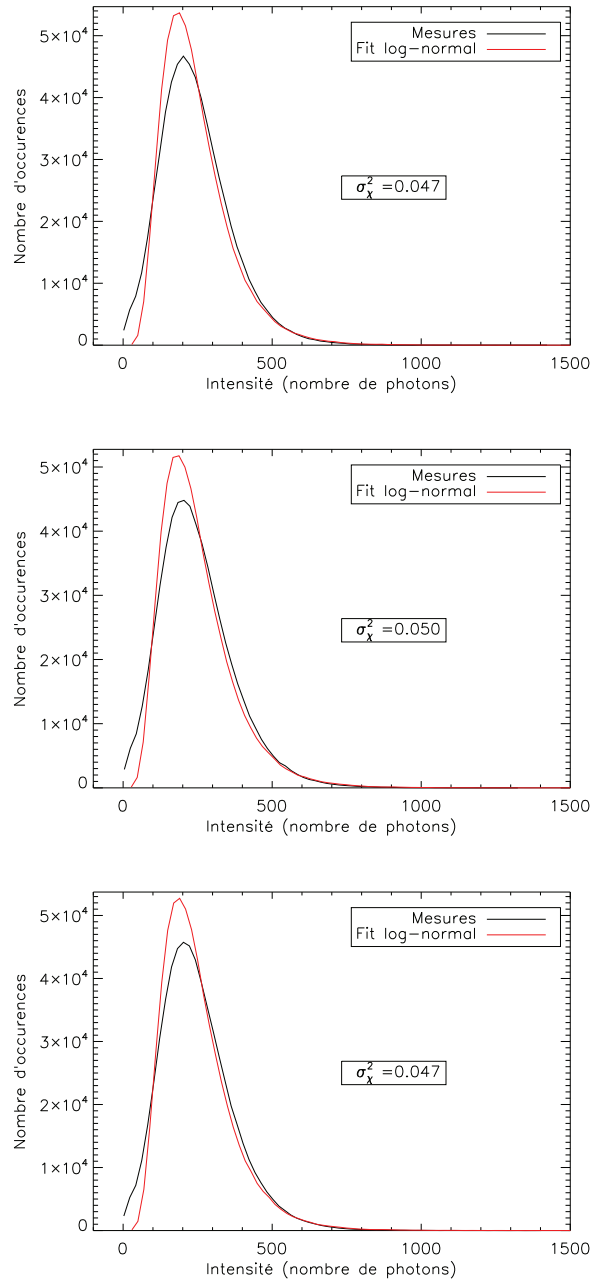


Figure 5.14 – Distribution de l'intensité mesurée sur la composante la plus brillante de la binaire, à $t_{\text{exp}} = 3$ ms, et comparaison avec une distribution log-normale.

First on-sky results of the CO-SLIDAR C_n^2 profiler

Juliette Voyez¹, Clélia Robert¹, Jean-Marc Conan¹, Laurent Mugnier¹,
Etienne Samain², Aziz Ziad³

¹ONERA, The French Aerospace Lab, Châtillon, France

²Laboratoire Géoazur, Université de Nice-Sophia Antipolis, CNRS, OCA, Caussols, France

³Laboratoire Lagrange, Université de Nice-Sophia Antipolis, CNRS, OCA, Nice, France

clelia.robert@onera.fr

Abstract: COupled SLOpe and scIntillation Detection And Ranging (CO-SLIDAR) is a new C_n^2 profiling method. It takes advantage of correlations of slopes and of scintillation indices, both measured with a Shack-Hartmann on a binary star. In this paper, we present the improved reconstruction method of the C_n^2 profile and the first on-sky results of the CO-SLIDAR profiler. We examine CO-SLIDAR latest performance in simulation, taking into account the detection noise bias and estimating error bars along with the turbulence profile. CO-SLIDAR is tested on-sky for the first time, on the 1.5 m MeO telescope. The estimated C_n^2 profiles demonstrate the accuracy of the CO-SLIDAR method, showing sensitivity to both low and high altitude turbulent layers, compared to method using correlations of slopes only or of scintillation only. These reconstructed profiles are compared to turbulence profiles estimated from meteorological data and a good agreement is found. We discuss CO-SLIDAR's contribution in the C_n^2 profilers' landscape and we propose some improvements of the instrument.

© 2013 Optical Society of America

OCIS codes: (010.1330) Atmospheric turbulence

References and links

1. M. Le Louarn, N. Hubin, M. Sarazin, and A. Tokovinin, "New challenges for adaptive optics: extremely large telescopes," *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **317**, 535–544 (2000).
2. T. Fusco, J.-M. Conan, G. Rousset, L. Mugnier, and V. Michau, "Optimal wave-front reconstruction strategies for multiconjugate adaptive optics," *J. Opt. Soc. Am. A* **18**, 2527–2538 (2001).
3. A. Costille and T. Fusco, "Impact of the C_n^2 description on WFAO performance," in "2nd AO4ELT Conference," (2011).
4. T. Fusco, J.-M. Conan, L. M. Mugnier, V. Michau, and G. Rousset, "Characterization of adaptive optics point spread function for anisoplanatic imaging. Application to stellar field deconvolution," *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **142**, 149–156 (2000).
5. M. C. Britton, "The Anisoplanatic Point-Spread Function in Adaptive Optics," *Publ. Astron. Soc. Pac.* **118**, 885–900 (2006).
6. R. Villecroze, T. Fusco, B. Neichel, R. Bacon, and P.-Y. Madec, "PSF Reconstruction on GLAO for MUSE Wide Field Mode," in "3rd AO4ELT Conference," (2013).
7. E. Masciadri, F. Lascaux, and L. Fini, "MOSE: operational forecast of the optical turbulence and atmospheric parameters at European Southern Observatory ground-based sites—I. Overview and vertical stratification of atmospheric parameters at 0–20 km," *Mon. Not. R. Astron. Soc.* (2013).
8. F. Lascaux, E. Masciadri, and L. Fini, "MOSE: operational forecast of the optical turbulence and atmospheric parameters at European Southern Observatory ground-based sites—II. Atmospheric parameters in the surface layer 0–30 m," *Mon. Not. R. Astron. Soc.* (2013).

9. R. W. Wilson, "SLODAR: measuring optical turbulence altitude with a Shack-Hartmann wavefront sensor," *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **337**, 103–108 (2002).
10. T. Butterley, R. W. Wilson, and M. Sarazin, "Determination of the profile of atmospheric optical turbulence strength from SLODAR data," *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **369**, 835–845 (2006).
11. A. Rocca, F. Roddier, and J. Vernin, "Detection of atmospheric turbulent layers by spatiotemporal and spatioangular correlation measurements of stellar-light scintillation," *J. Opt. Soc. Am.* (1917-1983) **64**, 1000–1004 (1974).
12. A. Tokovinin, V. Kornilov, N. Shatsky, and O. Voziakova, "Restoration of turbulence profile from scintillation indices," *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **343**, 891–899 (2003).
13. R. Avila, J. Vernin, and E. Masciadri, "Whole atmospheric-turbulence profiling with generalized scidar," *Appl. Opt.* **36**, 7898–7905 (1997).
14. A. Fuchs, M. Tallon, and J. Vernin, "Focusing on a turbulent layer: Principle of the "Generalized SCIDAR"," *Publ. Astron. Soc. Pac.* **110**, 86–91 (1998).
15. N. Védrenne, V. Michau, C. Robert, and J.-M. Conan, "Cn2 profile measurement from Shack-Hartmann data," *Opt. Lett.* **32**, 2659–2661 (2007).
16. J. Voyez, C. Robert, N. Védrenne, B. Fleury, V. Michau, and T. Fusco, "Cn2 profilometry from Shack-Hartmann data: model and experiment," in "2nd AO4ELT Conference," (2011).
17. J. Voyez, C. Robert, V. Michau, J.-M. Conan, and T. Fusco, "Accurate measurement of Cn2 profile with Shack-Hartmann data," in "Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.", , vol. 8447 (2012), vol. 8447.
18. Y. Hach, A. Jabiri, A. Ziad, A. Bounhir, M. Sabil, A. Abahamid, and Z. Benkhaldoun, "Meteorological profiles and optical turbulence in the free atmosphere with NCEP/NCAR data at Oukaïmeden - I. Meteorological parameters analysis and tropospheric wind regimes," *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **420**, 637–650 (2012).
19. C. Robert, J.-M. Conan, V. Michau, T. Fusco, and N. Védrenne, "Scintillation and phase anisoplanatism in Shack-Hartmann wavefront sensing," *J. Opt. Soc. Am. A* **23**, 613–624 (2006).
20. E. Thiebaut, "Optimization issues in blind deconvolution algorithms," in "Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.", , vol. 4847 (2002), vol. 4847.
21. N. Védrenne, "Propagation optique et correction en forte turbulence," Ph.D. thesis, Université de Nice-Sophia Antipolis (2008).
22. L. M. Mugnier, G. Le Besnerais, and S. Meimon, "Inversion in optical imaging through atmospheric turbulence," in "Bayesian Approach to Inverse Problems," , J. Idier, ed. (ISTE / John Wiley, London, 2008), Digital Signal and Image Processing Series, chap. 10, pp. 243–283.
23. J.-L. Prieur, G. Daigne, and R. Avila, "SCIDAR measurements at Pic du Midi," *Astron. Astrophys.* **371**, 366–377 (2001).
24. J.-F. Sauvage, L. Mugnier, T. Fusco, and G. Rousset, "Post processing of differential images for direct extrasolar planet detection from the ground," in "Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.", , vol. 6272 (2006), vol. 6272.
25. R. Conan, "Modélisation des effets de l'échelle externe de cohérence spatiale du front d'onde pour l'observation à haute résolution angulaire en astronomie: application à l'optique adaptative, à l'interférométrie et aux très grands télescopes," Ph.D. thesis, Université de Nice-Sophia Antipolis (2000).
26. A. Ziad, F. Blary, J. Borgnino, Y. Fanteï-Caujolle, E. Aristidi, F. Martin, H. Lantéri, R. Douet, E. Bondoux, and D. Mékarnia, "First results of the PML monitor of atmospheric turbulence profile with high vertical resolution," *Astron. Astrophys.* **559** (2013).
27. J. Osborn, R. W. Wilson, T. Butterley, R. Avila, V. S. Dhillon, T. J. Morris, and H. W. Shepherd, "Stereo SCIDAR: Profiling atmospheric optical turbulence with improved altitude resolution," in "3rd AO4ELT Conference," (2013).
28. E. Masciadri, G. Rousset, T. Fusco, A. Basden, P. Bonifacio, J. Fuensalida, C. Robert, M. Sarazin, R. Wilson, and A. Ziad, "A roadmap for a new era turbulence studies program applied to the ground-based astronomy supported by AO," in "3rd AO4ELT Conference," (2013).
29. F. Vidal, E. Gendron, and G. Rousset, "Tomography approach for multi-object adaptive optics," *J. Opt. Soc. Am. A* **27**, 253–264 (2010).
30. L. Gilles and B. L. Ellerbroek, "Real-time turbulence profiling with a pair of laser guide star shack hartmann wavefront sensors for wide-field adaptive optics systems on large to extremely large telescopes," *J. Opt. Soc. Am. A* **27**, 76–83 (2010).
31. A. Cortés, B. Neichel, A. Guesalaga, J. Osborn, F. Rigaut, and D. Guzman, "Atmospheric turbulence profiling using multiple laser star wavefront sensors," *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **427**, 2089–2099 (2012).

1. Introduction

The vertical distribution of turbulence strength, known as the C_n^2 profile, is a key-point in the development of next-generation Adaptive Optics (AO) systems. A good knowledge of the C_n^2 profile is necessary for site characterization and Wide Field AO (WFAO) system design. High-resolution profiles would help WFAO system optimisation [1, 2], and are needed to perform

accurate simulations of WFAO systems so as to predict their performance [3]. Moreover, the C_n^2 profile is a parameter of great importance in the case of AO-corrected image deconvolution with a variable point spread function (PSF) in the field of view [4, 5, 6]. An accurate knowledge of the C_n^2 profile could also support optical turbulence forecast [7, 8].

Many C_n^2 profilers have been developed through the last decades. SLODAR (SLOpe Detection And Ranging) [9, 10] uses correlations of slopes measured on a binary star with a Shack-Hartmann wavefront sensor (SH) to estimate the turbulent profile. Correlations of slopes allow a high sensitivity to ground and low altitude layers, but the performance is degraded at high altitudes. Other methods take benefit of correlations of scintillation, such as SCIDAR (SCIntillation Detection And Ranging) [11], also working on a double star, and MASS (Multiple Aperture Scintillation Sensor) [12], which uses the correlations of scintillation measured on a single star. The MASS in its classical form measures six turbulent layers, and does not allow the estimation of near-ground turbulence, because it employs scintillation, whose variance is proportional to the altitude raised to the power $5/6^{\text{th}}$. The Generalized SCIDAR (G-SCIDAR) [13, 14] is an improvement of the SCIDAR that allows the method to be sensitive to the ground layer. The plane of the detector is the optical conjugate of a plane at a distance h_{gs} which is below the telescope pupil, and this extra-propagation length enables G-SCIDAR to detect near-ground turbulence.

CO-SLIDAR [15] is a new C_n^2 profiler, combining sensitivity to both low and high altitude layers, which jointly uses correlations of slopes and of scintillation, both measured on a binary star with a SH. CO-SLIDAR's first validation in simulation have been presented in [15]. The next step is a full experimental validation of the concept. To prepare the experiment, some experimental tests were performed in [16] and an end-to-end simulation of the estimation of the C_n^2 profile in a practical case was detailed in [17].

This paper presents two improvements on the reconstruction method and the first on-sky results of the CO-SLIDAR C_n^2 profiler. Detection noises are now taken into account and the resulting bias is subtracted in the reconstruction process. Error bars on the profile are now computed along with the estimated profile. The latest performance of CO-SLIDAR is first described in a simulated case. CO-SLIDAR is then tested on-sky, on the 1.5 m MeO telescope. Images on a binary star are acquired to extract slope and scintillation data. Their correlations are computed so as to estimate C_n^2 profiles. The CO-SLIDAR profiles are estimated with their error bars. Results are compared to those obtained from correlations of slopes only or of scintillation only. Then, the CO-SLIDAR profiles are compared to profiles estimated from meteorological data, from NCEP (National Centers for Environmental Prediction)/NCAR (National Centers for Atmospheric Research) Reanalysis data base [18]. We finally discuss CO-SLIDAR's contribution as a new C_n^2 profiler and we suggest some improvements.

This paper is organized as follows. In Section 2, we recall CO-SLIDAR's principle and formalism and we describe the improvements on the reconstruction. In Section 3 we show the latest performance of the CO-SLIDAR in a simulated case. Section 4 is dedicated to the on-sky experiment and results. In Section 5 we discuss CO-SLIDAR's contribution in the C_n^2 profilers' landscape. Our conclusions and perspectives are given in Section 6.

2. CO-SLIDAR's principle and formalism

CO-SLIDAR is based on correlations of slopes and correlations of scintillation indices measured with a SH on a binary star. In Subsection 2.1, we first recall CO-SLIDAR principle and theory. We present the direct problem in Subsection 2.2. In Subsection 2.3, we describe the maximum likelihood inversion together with the debiasing process and we detail the computation of the error bars. Finally, in Subsection 2.5, we recall commonly used altitude resolution formula and explain which one we adopt for CO-SLIDAR.

2.1. CO-SLIDAR's principle

Given a double star with angular separation $\boldsymbol{\theta}$ in the field of view, the SH data at a given time t are a set of wavefront slopes and scintillation indices per star.

For a star at angular position $\boldsymbol{\alpha}$ and a subaperture with horizontal and vertical coordinates (u, v) in the SH array, the slope measured in this subaperture, denoted $\mathbf{s}_{u,v}(\boldsymbol{\alpha})$, is a bidimensional vector with components $s_{u,v}^k$ along the k -axis, $k \in \{x, y\}$. The star intensity in subaperture (u, v) , $i_{u,v}(\boldsymbol{\alpha})$, leads to the scintillation index $\delta i_{u,v}(\boldsymbol{\alpha}) = \frac{i_{u,v}(\boldsymbol{\alpha}) - \langle i_{u,v}(\boldsymbol{\alpha}) \rangle}{\langle i_{u,v}(\boldsymbol{\alpha}) \rangle}$ where $\langle i_{u,v}(\boldsymbol{\alpha}) \rangle$ is the temporal average of $i_{u,v}(\boldsymbol{\alpha})$.

Spatial correlations of slopes $\langle s_{u,v}^k(\boldsymbol{\alpha}) s_{u+\delta u, v+\delta v}^l(\boldsymbol{\alpha} + \boldsymbol{\theta}) \rangle$ and spatial correlations of scintillation indices $\langle \delta i_{u,v}(\boldsymbol{\alpha}) \delta i_{u+\delta u, v+\delta v}(\boldsymbol{\alpha} + \boldsymbol{\theta}) \rangle$, calculated between subapertures (u, v) and $(u + \delta u, v + \delta v)$, of separation vector $\boldsymbol{\rho} = (\delta u, \delta v)$, are directly related to integrals of the $C_n^2(h)$ weighted by theoretical functions W_{ss}^{kl} and W_{ii} and are written as:

$$\langle s_{u,v}^k(\boldsymbol{\alpha}) s_{u+\delta u, v+\delta v}^l(\boldsymbol{\alpha} + \boldsymbol{\theta}) \rangle = \int_0^{+\infty} C_n^2(h) W_{ss}^{kl}(h, \boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\theta}) dh, \quad (1)$$

$$\langle \delta i_{u,v}(\boldsymbol{\alpha}) \delta i_{u+\delta u, v+\delta v}(\boldsymbol{\alpha} + \boldsymbol{\theta}) \rangle = \int_0^{+\infty} C_n^2(h) W_{ii}(h, \boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\theta}) dh, \quad (2)$$

where $\langle \rangle$ denotes the averaging over time series. These expressions are derived from the theory of anisoplanatism effect in the weak perturbation regime [19]. The functions W_{ss}^{kl} and W_{ii} depend on the von Kármán turbulence spectrum, the altitude h , the separation vector $\boldsymbol{\rho}$ between the subapertures, and the star separation $\boldsymbol{\theta}$. They represent the theoretical response of the system at altitude h , for a certain separation between subapertures $\boldsymbol{\rho}$ and a star separation $\boldsymbol{\theta}$.

In CO-SLIDAR, we compute both cross-correlations, combining the measurements on the two stars, and auto-correlations, corresponding to the measurements on a single star (case $\boldsymbol{\theta} = 0$ in Eqs. (1) and (2)). Correlations of slopes bring sensitivity to ground and low altitude layers, whereas correlations of scintillation mainly give sensitivity to high altitude layers.

2.2. Direct problem

In CO-SLIDAR, we currently exploit only correlations of x -slopes, of y -slopes and of scintillation for reason of computing time and because cross-correlations between x and y -slopes are generally weaker. Correlations are averaged over all pairs of subapertures with given separation and represented as auto- and cross-correlation maps, with horizontal and vertical dimensions $2 \times n - 1$, where n is the number of subapertures across the telescope diameter. Then, one pixel of these maps represents the pseudo-measurement that can be written, respectively for correlations of slopes and of scintillation, as:

$$C_{ss}^{kk}(\delta u, \delta v, \boldsymbol{\theta}) = \frac{\sum_{u,v} \langle s_{u,v}^k s_{u+\delta u, v+\delta v}^k \rangle(\boldsymbol{\theta})}{N(\delta u, \delta v)}, \quad k \in \{x, y\}, \quad (3)$$

$$C_{ii}(\delta u, \delta v, \boldsymbol{\theta}) = \frac{\sum_{u,v} \langle \delta i_{u,v} \delta i_{u+\delta u, v+\delta v} \rangle(\boldsymbol{\theta})}{N(\delta u, \delta v)}. \quad (4)$$

$\sum_{u,v}$ denotes the summation over all overlapping subapertures and $N(\delta u, \delta v)$ represents the number of pairs of subapertures with separation $\boldsymbol{\rho} = (\delta u, \delta v)$. The pseudo-measurements given by Eqs. (3) and (4) are then stacked into a single vector \mathbf{C}_{mes} , related to the discretized C_n^2 profile at different altitudes \mathbf{C}_n^2 , by the following linear relationship:

$$\mathbf{C}_{\text{mes}} = M\mathbf{C}_n^2 + \mathbf{C}_d + \mathbf{u}. \quad (5)$$

M is the matrix of the weighting functions W_{ss}^{kk} and W_{ii} of Eqs. (1) and (2). Because slope and scintillation data are affected by detection noises, the pseudo-measurements \mathbf{C}_{mes} are biased with the averaged correlations of these noises \mathbf{C}_{d} . As we estimate the correlations from a finite number of frames, \mathbf{u} represents a convergence noise, which we assume to be Gaussian in the following.

2.3. Maximum Likelihood solution

The C_n^2 profile is retrieved by minimizing the following Maximum Likelihood (ML) criterion, which is the opposite of the data log-likelihood:

$$J_{\text{ML}}(\mathbf{C}_{\text{n}}^2) = (\mathbf{C}_{\text{mes}} - \mathbf{C}_{\text{d}} - M\mathbf{C}_{\text{n}}^2)^{\text{T}} C_{\text{conv}}^{-1} (\mathbf{C}_{\text{mes}} - \mathbf{C}_{\text{d}} - M\mathbf{C}_{\text{n}}^2). \quad (6)$$

Under the adopted Gaussian assumption for the convergence noise, this criterion is quadratic and its unconstrained minimization thus has an analytical solution. Yet, as the C_n^2 is always non-negative, we minimize J_{ML} under positivity constraint, using a VMLM - B algorithm [20]. The covariance matrix of the convergence noise \mathbf{u} , $C_{\text{conv}} = \langle \mathbf{u}\mathbf{u}^{\text{T}} \rangle$, is deduced from an analytical expression, using the theoretical correlations, which are then approximated with the pseudo-measurements [21].

Two methods are considered to take into account the bias due to detection noises \mathbf{C}_{d} . Assuming that the noises are not correlated between the two directions of observation and between different subapertures, only the variances of slopes and of scintillation are biased. These variances are averaged over all subapertures and represent the central point of the auto-correlation maps. Three new parameters, *i.e.* the variances of the noises on x -slopes, y -slopes and scintillation indices, can be estimated jointly with the C_n^2 profile, without changing the ML criterion given by Eq. (6).

Another option is to exclude the variances of slopes and of scintillation from the vector \mathbf{C}_{mes} . These two methods will be tested and compared further.

Using Eq. (6), the covariance matrix of the ML estimation can be easily shown to be $\text{cov}(\hat{\mathbf{C}}_{\text{n,ML}}^2) = (M^{\text{T}}C_{\text{conv}}^{-1}M)^{-1}$ and can be used to obtain error bars on the restored profile. Indeed, the diagonal values of this matrix represent the variances of the estimates of the C_n^2 as a function of altitude, from which 3σ error bars are easily computed and will be considered as an upper bound of the error on the reconstructed profile.

2.4. Maximum A Posteriori solution

As the C_n^2 profile is supposed to be smooth, at least for near-ground turbulence, we can also minimize a maximum *A Posteriori* (MAP) metric [22] composed of the ML criterion J_{ML} and a regularization metric, denoted hereafter by J_{p} and designed to enforce smoothness of the C_n^2 profile:

$$J_{\text{MAP}}(\mathbf{C}_{\text{n}}^2) = (\mathbf{C}_{\text{mes}} - \mathbf{C}_{\text{d}} - M\mathbf{C}_{\text{n}}^2)^{\text{T}} C_{\text{conv}}^{-1} (\mathbf{C}_{\text{mes}} - \mathbf{C}_{\text{d}} - M\mathbf{C}_{\text{n}}^2) + J_{\text{p}}(\mathbf{C}_{\text{n}}^2). \quad (7)$$

In this paper, we take:

$$J_{\text{p}}(\mathbf{C}_{\text{n}}^2) = \beta \|\nabla \mathbf{C}_{\text{n}}^2\|^2, \quad (8)$$

where β is a regularization parameter and ∇ represents the gradient operator. With this kind of regularization, the constraint applies mainly on strong turbulent layers, located near the ground.

Later in this article, we will use either the ML or the MAP solution.

2.5. Altitude resolution

In cross-correlation methods, simple geometrical rules are used to define the altitude resolution δh of the instrument. For SLODAR, we have [9]:

$$\delta h \simeq \frac{d_{\text{sub}}}{\theta}, \quad (9)$$

where d_{sub} is the subaperture diameter. For G-SCIDAR, we have [13, 23]:

$$\delta h \simeq 0.78 \frac{\sqrt{\lambda |h - h_{\text{gs}}|}}{\theta}, \quad (10)$$

where λ is the observation wavelength and h_{gs} the extra-propagation length. For both methods, the maximum altitude of sensitivity H_{max} is constrained by the telescope diameter D and the star separation θ [9] and is written as:

$$H_{\text{max}} \simeq \frac{D}{\theta}. \quad (11)$$

In this paper, the altitude sampling and the maximum altitude of sensitivity of the CO-SLIDAR will be given by Eqs. (9) and (11) as we use a SH, like the SLODAR.

3. Simulation results

In this section, we present the results of a numerical simulation in a practical astronomical case. In Subsection 3.1 we describe the simulation and we show the resulting correlation maps. In Subsection 3.2, we estimate the C_n^2 profiles and discuss the results.

3.1. Simulated data and correlation maps

We consider a 30×30 SH, conjugated with a telescope of diameter $D = 1.5$ m with a central obscuration of 30 %. The subaperture diameter is $d_{\text{sub}} = 5$ cm. The object is a binary star with separation $\theta = 20''$, observed at $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$. The two stars have a difference of one magnitude and the fluxes are about 120 and 300 photons per subaperture and per frame. We use a C_n^2 profile sampled on 32 layers every 625 m. This profile corresponds to a Fried parameter $r_0 \simeq 5.5$ cm, and a variance of log-amplitude $\sigma_\chi^2 \simeq 0.023$.

Typical SH noisy images obtained after propagation through von Kármán turbulence are shown in Fig. 1. The detector read-out noise is $\sigma_{e^-} = 1 \text{ e}^-/\text{pixel}$. More details on the image simulation process are given in [17].

Slopes and scintillation indices are extracted from the turbulent images. Slopes are measured using a center of gravity (COG) algorithm, in windows of 8×8 pixels, centered on the maximum of each star. The intensities, from which we deduce the scintillation indices, correspond to the sum of all pixel intensities included in the windows.

Then we build correlation maps, presented in Fig. 2. These maps show the correlation averaged over all pairs of subapertures with given separation. The auto-correlation maps have a maximum at their center. They represent the response of the system to the integral of turbulence. We can notice that the scintillation response is very narrow compared to the slope response. In the cross-correlation maps, the peak of correlation associated to the turbulent layer at altitude h is centered on $\rho = \theta h$. In the cross-correlation map of scintillation, the peaks of correlation associated to the turbulent layers at different altitudes are visible in the bottom part of the map, in the alignment direction of the stars. In the cross-correlation maps of slopes, only the peak of correlation corresponding to $h = 0$ is visible, at the center of the map. The peaks of correlation

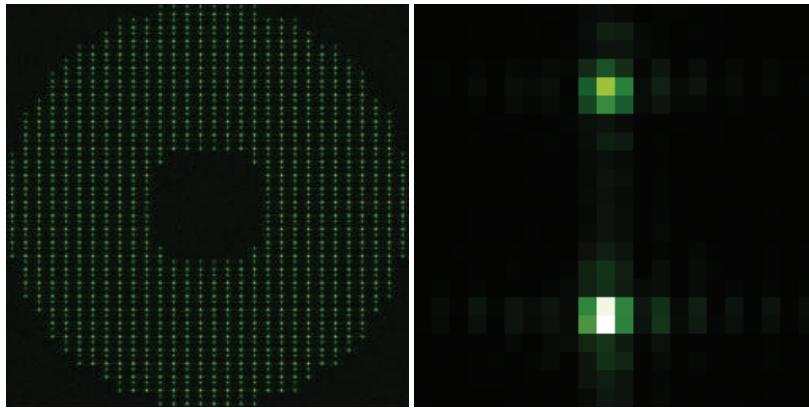


Fig. 1. Example of simulated Shack-Hartmann turbulent and noisy images. Left: full Shack-Hartmann long-exposure image. Right: subaperture short exposure image.

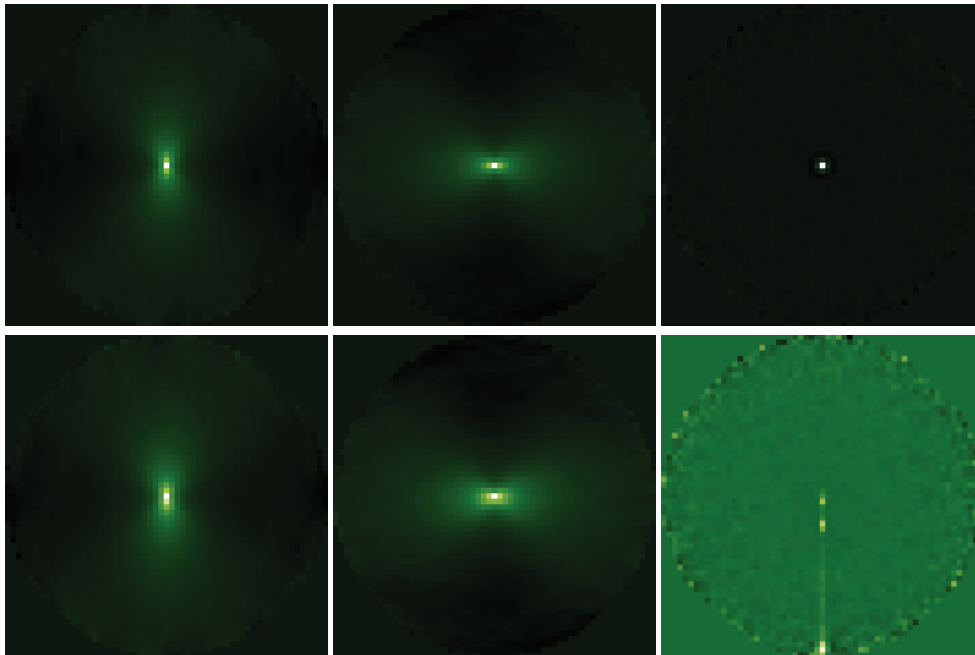


Fig. 2. Correlation maps from simulated slope and scintillation data. The maps dimensions are $2 \times n - 1$, where n is the number of subapertures across the telescope diameter. One pixel of these maps shows the correlation averaged over all pairs of subapertures with given separation. Top: auto-correlation maps, bottom: cross-correlation maps. Left: correlations of x -slopes, middle: correlations of y -slopes, right: correlations of scintillation.

associated to the other layers are also located at θh , but because of the width of the response and its decreasing strength with altitude, they are not visible to the naked eye.

In CO-SLIDAR, we use both slope and scintillation responses to be sensitive to both low and high altitude turbulent layers.

3.2. Reconstruction of the C_n^2 profiles

We now use the ML solution to retrieve the C_n^2 profile. Here, $\delta h \simeq 500$ m, and $H_{\max} \simeq 15$ km, according to Eqs. (9) and (11). The detection noise bias is estimated jointly with the C_n^2 profile and subtracted. We estimate 32 layers, with the same altitude sampling as for the theoretical input C_n^2 profile. The results presented on Fig. 3 are compared to profiles reconstructed from correlations of slopes only or of scintillation only. Because of the positivity constraint, some

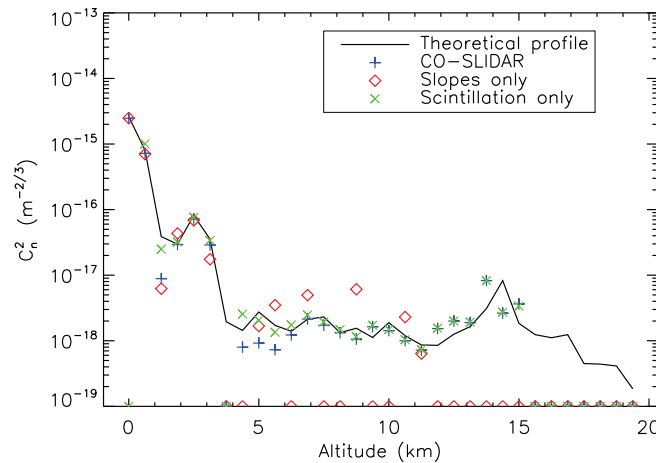


Fig. 3. ML reconstruction of the C_n^2 profile from correlations of slopes only, of scintillation only and with the CO-SLIDAR method, in simulation. In all cases, the detection noise bias has been estimated jointly with the C_n^2 profile.

values are estimated to zero by the estimator. They are arbitrarily set to $10^{-19} \text{ m}^{-2/3}$ for the display. On this figure, we see that correlations of slopes allow a good reconstruction of ground and low altitude layers, but provide a poor sensitivity at high altitudes (above 12 km in this simulation). Conversely, correlations of scintillation lead to a good reconstruction at low and high altitude, but do not allow the estimation of the ground layer.

CO-SLIDAR takes advantage of both correlations of slopes and of scintillation, leading to a better reconstruction of low and high altitude layers. CO-SLIDAR, as well as the other methods, does not succeed in estimating layers over 15 km, altitude which corresponds to H_{\max} in this simulation. The Fried parameter estimated from the CO-SLIDAR C_n^2 profile is $r_0 \simeq 5.8$ cm and the estimated variance of log-amplitude is $\sigma_\chi^2 \simeq 0.020$, values which are very close to the true ones.

The two methods to subtract the detection noise bias are now compared in Fig. 4 for the CO-SLIDAR reconstruction. In one case, as previously explained, we estimate the detection noise bias jointly with the turbulence profile, whereas in the other case, we simply exclude the noisy pseudo-measurements, *i.e.* the variances of slopes and of scintillation, from the direct problem.

In the joint estimation, the variances of noises that we estimated were close to the expected

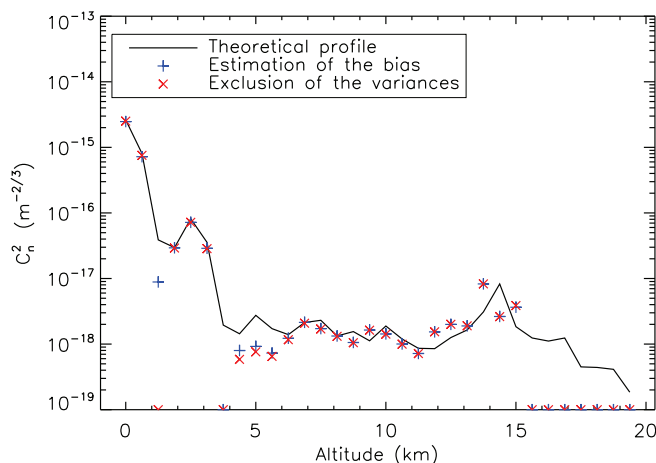


Fig. 4. CO-SLIDAR ML reconstruction of the C_n^2 profile, with joint estimation of the detection noise bias and with exclusion of the variances from the direct problem, in simulation.

ones ($\sigma_{s_{n-th}^x}^2 = 2,6 \times 10^{-1} \text{ rad}^2$, $\sigma_{s_{n-th}^y}^2 = 2,8 \times 10^{-1} \text{ rad}^2$, $\sigma_{\delta_{in-th}}^2 = 8,7 \times 10^{-3}$), but slightly higher ($\sigma_{s_{n-est}^x}^2 = 2,8 \times 10^{-1} \text{ rad}^2$, $\sigma_{s_{n-est}^y}^2 = 3,2 \times 10^{-1} \text{ rad}^2$, $\sigma_{\delta_{in-est}}^2 = 1,2 \times 10^{-2}$). By subtracting the expected values from the estimated ones, we found a residual term. We noticed that this term is identical to the one retrieved by the estimator when performing joint estimation with data free from detection noises ($\sigma_{s_{n-res}^x}^2 = 3,7 \times 10^{-2} \text{ rad}^2$, $\sigma_{s_{n-res}^y}^2 = 5,7 \times 10^{-2} \text{ rad}^2$, $\sigma_{\delta_{in-res}}^2 = 3,1 \times 10^{-3}$). Moreover, we noticed in our simulations that the reconstruction of the C_n^2 profile from data free from detection noise was more accurate when estimating the bias. Therefore this small residual term can be identified as the one corresponding to model errors (for example, in the simulation, the error due to the size of the window for the measurements). Thus, the joint estimation method allows one to estimate accurately the C_n^2 profile and the variances of noises, and is capable of estimating biases other than those due to detection noises, adding extra degrees of freedom to the estimation.

In the second method, we discard the variances of slopes and of scintillation from the pseudo-measurements. When we compare the two methods, we realize that they give very similar results and allow a good reconstruction of the turbulent profile, so we have two efficient methods to subtract the bias due to detection noises.

Then we compute the 3σ error bars, and we represent them together with the estimated profile, as shown in Fig. 5. The C_n^2 profile is retrieved with the joint estimation method. We can notice that the relative error, defined as the absolute error divided by the C_n^2 value at a given altitude, is weaker for turbulent layers with strong C_n^2 values and low altitudes. Indeed, these layers correspond to a better signal to noise ratio (SNR). Moreover, cross-correlations corresponding to these altitudes are estimated with a larger number of samples, because they are associated to more pairs of subapertures. Finally, we can see that the true C_n^2 profile is well included within these 3σ error bars, excepted the layers located at 1.25 and 13.75 km.

We finally compare the CO-SLIDAR C_n^2 profiles estimated with the ML and the MAP solution, in Fig. 6, for a weakly regularized case. In this figure, we see that the MAP C_n^2 profile is smoother than the ML profile. The layer situated at 0 km is worse estimated with the MAP

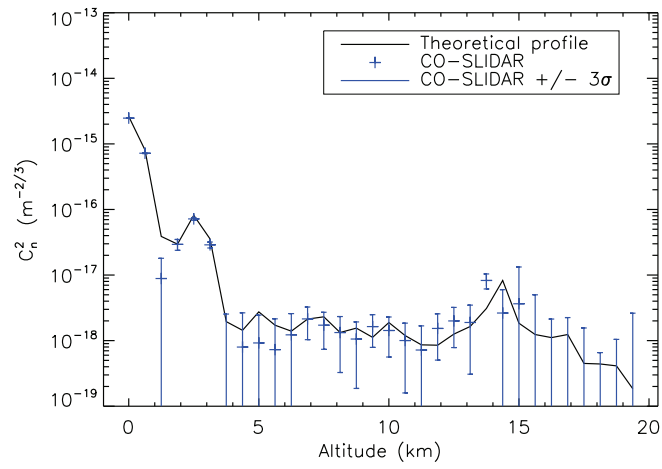


Fig. 5. CO-SLIDAR ML reconstruction of the C_n^2 profile, with joint estimation of the detection noise bias, and with the estimated 3σ error bars, in simulation.

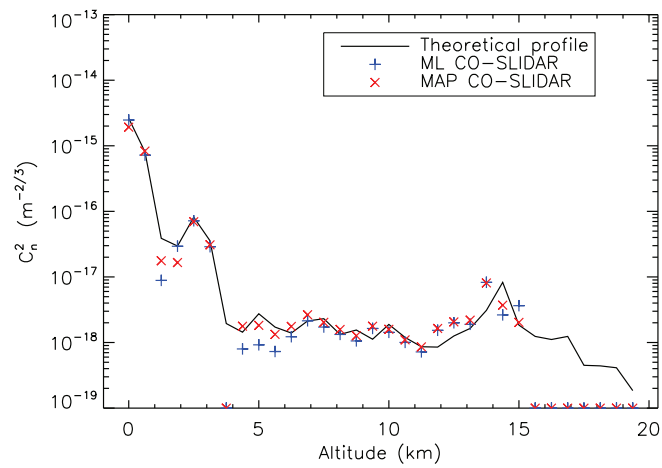


Fig. 6. CO-SLIDAR ML and MAP reconstructions of the C_n^2 profile, in simulation.

solution, while, for example, the layers located between 4.375 and 5.625 km and between 14.375 and 15 km are better estimated with the MAP solution. The layer situated at 1.25 km is better reconstructed with the MAP solution, but as a consequence, the next layer is worse estimated. This is the outcome of the regularization, where the constraint applied mainly on strong turbulent layers. The two profiles are slightly different, but the two approaches allow a good reconstruction. To improve the accuracy of the MAP estimation, we could use an adaptive regularization [24], designed to take into account the dynamic range of the C_n^2 profile.

We have shown in this section that CO-SLIDAR gives very good results in simulation, and allows one to estimate the C_n^2 profile over the whole range of altitudes, with a high resolution. The next step is to examine its on-sky performance.

4. On-sky results

In this section we describe the on-sky experiment and present the very first on-sky results of the CO-SLIDAR instrument. In Subsection 4.1 we detail the CO-SLIDAR instrument. Subsection 4.2 is dedicated to observations and data analysis. The estimated C_n^2 profiles are shown in Subsection 4.3. These CO-SLIDAR profiles are compared to C_n^2 profiles deduced from NCEP/NCAR Reanalysis in Subsection 4.4.

4.1. The CO-SLIDAR instrument

The experiment took place on the Plateau de Calern, at the Observatoire de la Côte d'Azur, near Nice, France. We used the 1.5 m MeO telescope, with a central obscuration of 30 %, coupled to a 30×30 subaperture SH, hence the subaperture diameter is $d_{\text{sub}} = 5$ cm. The CO-SLIDAR instrument was mounted behind the Coudé train of the telescope, composed of seven mirrors and one doublet. Two lenses of focal lengths 800 mm and 56 mm were used to image the telescope pupil onto the 30×30 lenslet array. The microlens array had a pitch of $143 \mu\text{m}$ and a focal length of 3.6 mm. As it was too short to form an image directly on the detector array, we used an additional pair of lenses of focal lengths 120 mm and 150 mm to transfer the focal plane. The observation wavelength was $\lambda = 517$ nm, with $\Delta\lambda = 96$ nm. The camera used was an Andor-iXon3-885 electron multiplication CCD (EMCCD) with a quantum efficiency of about 50 %, and a detector read-out noise close to one e^-/pixel .

4.2. Observations and data analysis

Observations were done on May 2012, on the double star Mizar AB. We selected the data from May, 15th, around 01:00 UT. The zenith angle of the binary star was $\zeta = 35^\circ$. The exposure time was $t_{\text{exp}} = 3$ ms, to freeze the turbulence. The separation between the two components is $\theta = 14.4''$ and their visible magnitudes are 2.23 and 3.88, leading to about 260 and 60 photons per subaperture and per frame. We recorded sequences of 1000 images at 15 Hz, so the sequence duration is about 1 min. Typical on-sky images are shown in Fig. 7.

We extract slopes and scintillation indices from these images, in windows of 9×9 pixels. We check the statistics of turbulence with the two kinds of data. From slopes we compute the Zernike coefficient variances, showing a Kolmogorov turbulence with an outer scale effect, noticeable on the tip-tilt. We check the hypothesis of the weak perturbation regime using intensities and scintillation indices, by fitting a log-normal distribution.

The correlation maps in Fig. 8 present a pattern similar to the one obtained in the simulation. The cross-correlation map of scintillation shows peaks of correlation in the top right quarter of the map, in the alignment direction of the stars, representing the turbulent layers' signatures. The comments on the other maps are the same as in the simulation case.

These verifications confirm the data consistency with the model hypotheses and that we can use the pseudo-measurements to estimate the C_n^2 profiles

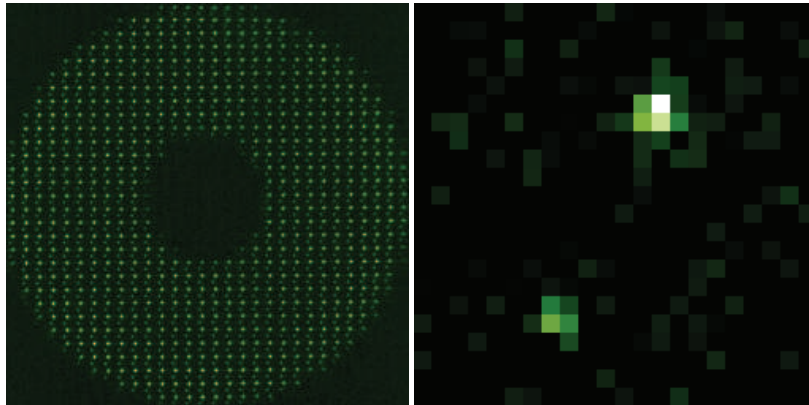


Fig. 7. Shack-Hartmann experimental turbulent images, for a 3 ms exposure time. Left: full Shack-Hartmann long exposure image. Right: subaperture short exposure image.

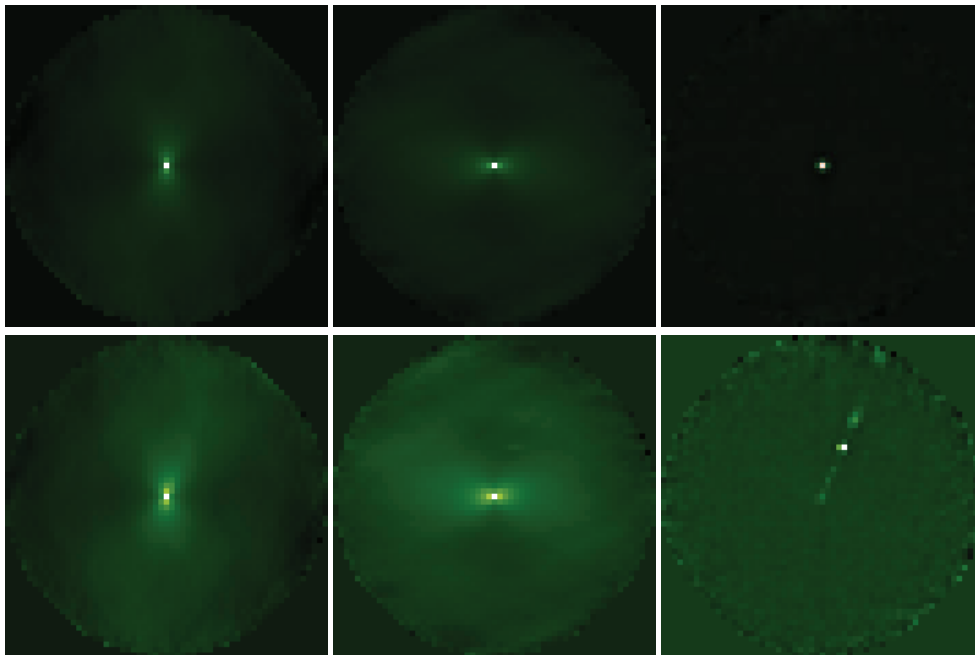


Fig. 8. Correlation maps from experimental slope and scintillation data. Top: auto-correlation maps, bottom: cross-correlation maps. Left: correlations of x -slopes, middle: correlations of y -slopes, right: correlations of scintillation.

4.3. Estimation of the turbulence profiles

As we use a von Kármán model for turbulence, we have to choose an outer scale L_0 . We assume that $L_0 = 27$ m, which is the median outer scale observed at the Plateau de Calern [25]. We checked that the results are not significantly affected by the outer scale choice in the range [10 ; 50] m. We estimate 30 layers. Here, $\delta h \simeq 600$ m and $H_{\max} \simeq 17$ km, using Eqs. (9) and (11), corrected from the zenith angle ζ .

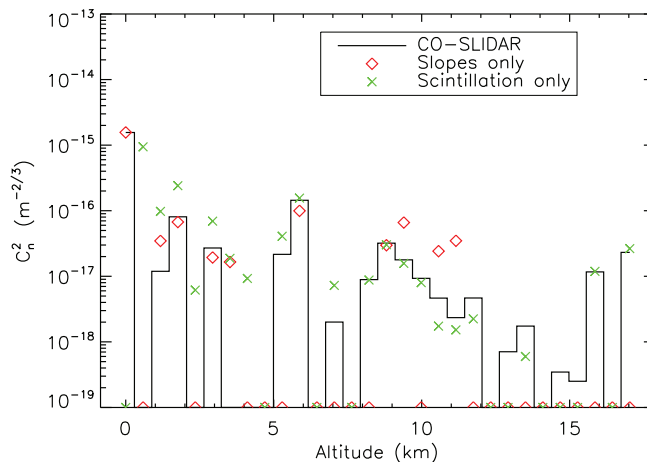


Fig. 9. ML reconstruction of the C_n^2 profile from correlations of slopes only, of scintillation only and with the CO-SLIDAR method. Data were acquired around 01:00 UT, on May 15th, 2012, with a 3 ms exposure time. In all cases, the detection noise bias has been estimated jointly with the C_n^2 profile.

The C_n^2 profiles are estimated with the ML solution, from correlations of slopes only, of scintillation only and with the CO-SLIDAR method. For each reconstruction, the detection noise bias is estimated jointly with the C_n^2 profile. The results are presented in Fig. 9. We observe a good agreement between the CO-SLIDAR reconstruction and the estimation from correlations of slopes at low altitude, but at medium altitude, the latter overestimates the turbulence. The estimation from correlations of scintillation alone is more questionable. We observe a good agreement with the CO-SLIDAR reconstruction at high altitude, but at low altitude, the turbulence is strongly over-estimated, compared to the CO-SLIDAR estimation.

In Fig. 10, we compared the ML CO-SLIDAR C_n^2 profiles reconstructed with joint estimation of the detection noise bias, and with exclusion of the variances from the direct problem. We obtained very similar results with the two estimations. We notice that the C_n^2 values estimated when discarding the variances are slightly higher than when we estimate the noise detection bias. In the following, we will always use the joint estimation to reconstruct the C_n^2 profile.

Following these very encouraging results, we now perform a MAP estimation, in order to impose some smoothness to the profile reconstruction. The corresponding C_n^2 profile is presented in Fig. 11, and compared to the one without regularization. We get a smoother profile, slightly different from the ML one, because less layers are estimated to zero and the differences occur mainly at low altitudes, from 0 to 4 km.

Finally, in Fig. 12 we add the 3σ error bars on the reconstructed profile and we present three MAP C_n^2 profiles corresponding to three consecutive minutes of observation, each profile

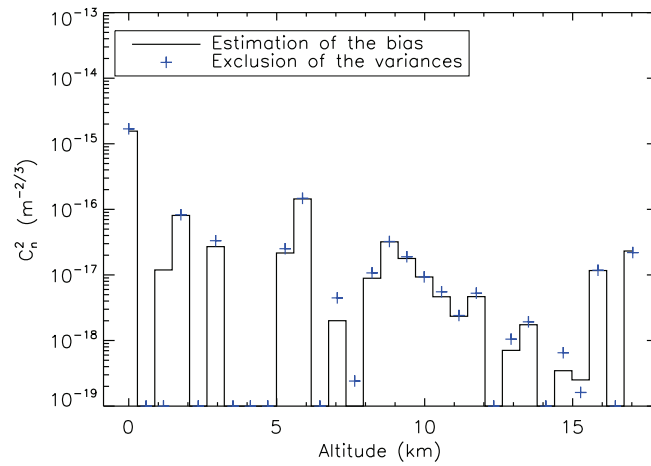


Fig. 10. CO-SLIDAR ML reconstructions of the C_n^2 profile, with joint estimation of the detection noise bias and with exclusion of the variances from the direct problem. Data from May 15th, 2012, around 01:00 UT.

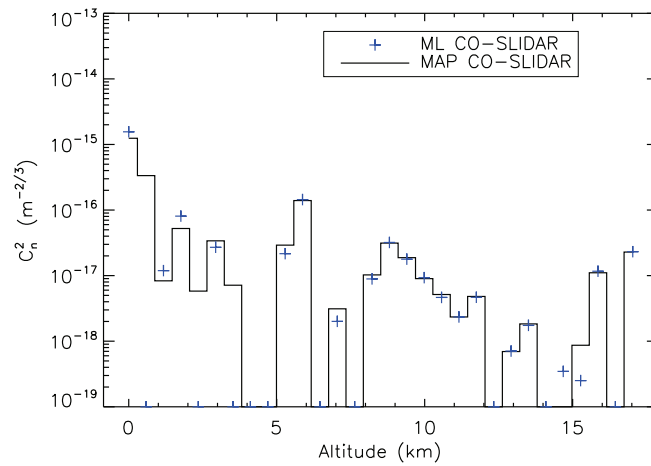


Fig. 11. CO-SLIDAR ML and MAP reconstructions of the C_n^2 profile. Data from May 15th, 2012, around 01:00 UT.

corresponding to one minute of observation. The three profiles are very similar. They show strong turbulence at low altitude, another strong layer around 5 km, and some weaker layers in altitude. This shape of turbulence profile is typical of an astronomical site. The mean Fried parameter estimated on the line of sight is $r_0 \simeq 6.8$ cm, and the mean variance of log-amplitude is $\sigma_\chi^2 \simeq 0.047$.

4.4. Comparison with C_n^2 profiles deduced from NCEP/NCAR Reanalysis

We compare the CO-SLIDAR estimation with a free atmosphere C_n^2 profile deduced from NCEP/NCAR Reanalysis. This method does not allow an estimation of the turbulence in the boundary layer, as meteorological parameters are too unstable in this part of the atmosphere.

We consider the C_n^2 profiles reconstructed throughout three consecutive minutes with the MAP estimation, around 01:00 UT, on May 15th, 2012. These profiles are compared with the free atmosphere C_n^2 profile at 00:00 UT and with the mean profile of May 2012, obtained from NCEP/NCAR Reanalysis. The comparison is shown in Fig. 13. The turbulence profiles computed from NCEP/NCAR Reanalysis are very smooth, because they correspond to an averaging of the data, so they cannot show fast changes in the C_n^2 profile, unlike the CO-SLIDAR method.

A few differences can be noticed between the profile at 00:00 h UT and the mean profile deduced from NCEP/NCAR Reanalysis, but their shape are very similar.

The CO-SLIDAR C_n^2 profiles and those obtained from NCEP/NCAR Reanalysis are of the same order of magnitude. Between 1 and 5 km, the estimation from NCEP/NCAR Reanalysis is lower than the CO-SLIDAR one, whereas between 6 and 15 km it is the opposite. Both estimations show a decrease of the turbulence strength between 9 and 15 km. Between 16 and 17 km, the CO-SLIDAR estimation presents a rise of the turbulence strength, contrary to the estimation from NCEP/NCAR Reanalysis. This rise with the CO-SLIDAR estimation could correspond to the integral of unseen turbulence above 17 km, while this turbulence is reconstructed with the estimation from NCEP/NCAR Reanalysis. This rise could also be an artefact because these very high altitudes correspond to the edge of the cross-correlation maps, where the SNR is poor and where we have few pairs of subapertures to estimate the correlations.

The CO-SLIDAR C_n^2 profiles have been found to be comparable on average to the C_n^2 profiles for the free atmosphere deduced from NCEP/NCAR Reanalysis, despite the difference of the two methods, from the kind of data they use, to the way they work.

5. CO-SLIDAR in the C_n^2 profilers' landscape

The results presented in the previous section confirm that CO-SLIDAR on meter class telescopes provides high resolution C_n^2 profiles in the $[0 ; 20]$ km altitude range. This new method could be used for site characterization to obtain relevant inputs for WFAO design and performance evaluation, or to help optical turbulence forecast.

The joint use of correlations of slopes and of scintillation leads to a more robust profile estimation, with better resolution over the whole altitude range. Of course, inter-comparisons are needed, with the reference profilers SLODAR, G-SCIDAR and MASS, and with new-generation profilers, such as PML (Profilers of Moon Limb) [26] and Stereo-SCIDAR [27]. A multi-instrument campaign dedicated to this comparison is foreseen [28].

WFAO systems will include several wavefront sensors, leading to multi-directional SLODARs [29, 30, 31], but external high resolution C_n^2 profiles are also needed for the calibration of these systems.

Moreover, some hardware and architecture improvements are possible on the CO-SLIDAR instrument. The optical transmission could be increased. The sources could be separated on two different detectors to permit a fine tuning of the detector gain on each star and to increase the image recording speed. Then CO-SLIDAR could allow a better sky-coverage, with the

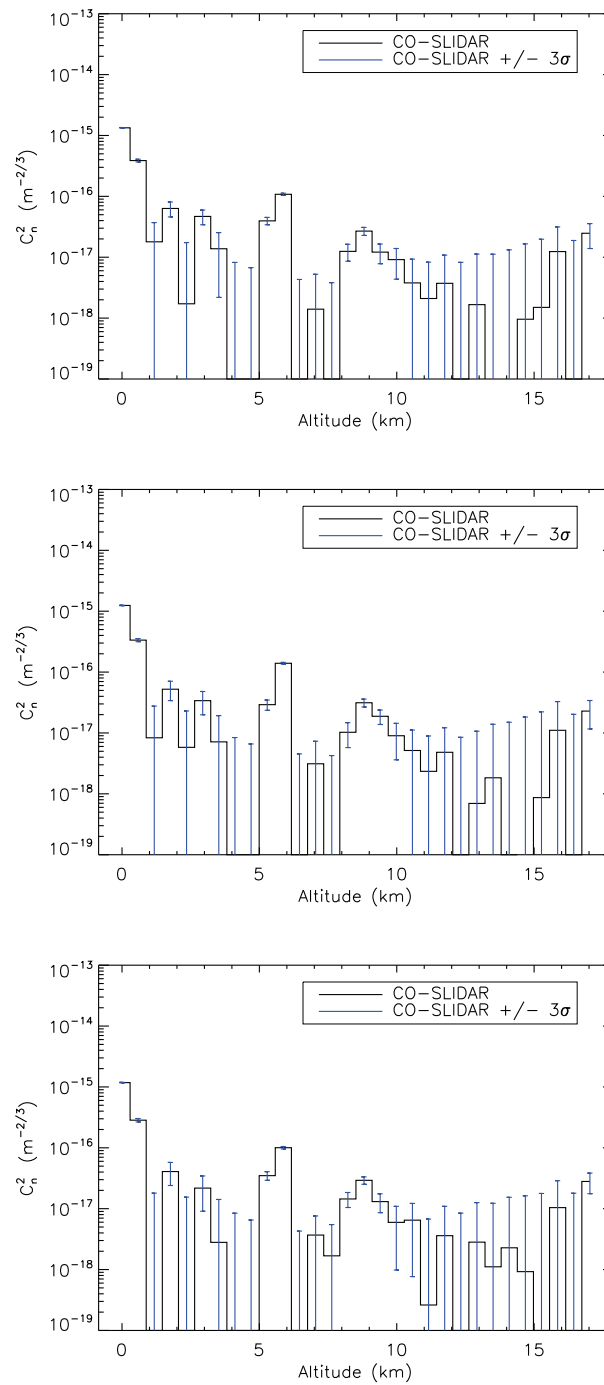


Fig. 12. CO-SLIDAR MAP reconstructions of the C_n^2 profile with the estimated 3σ error bars, for three consecutive minutes of observation. Each profile corresponds to one minute of observation. Data from May 15th, 2012, around 01:00 UT.

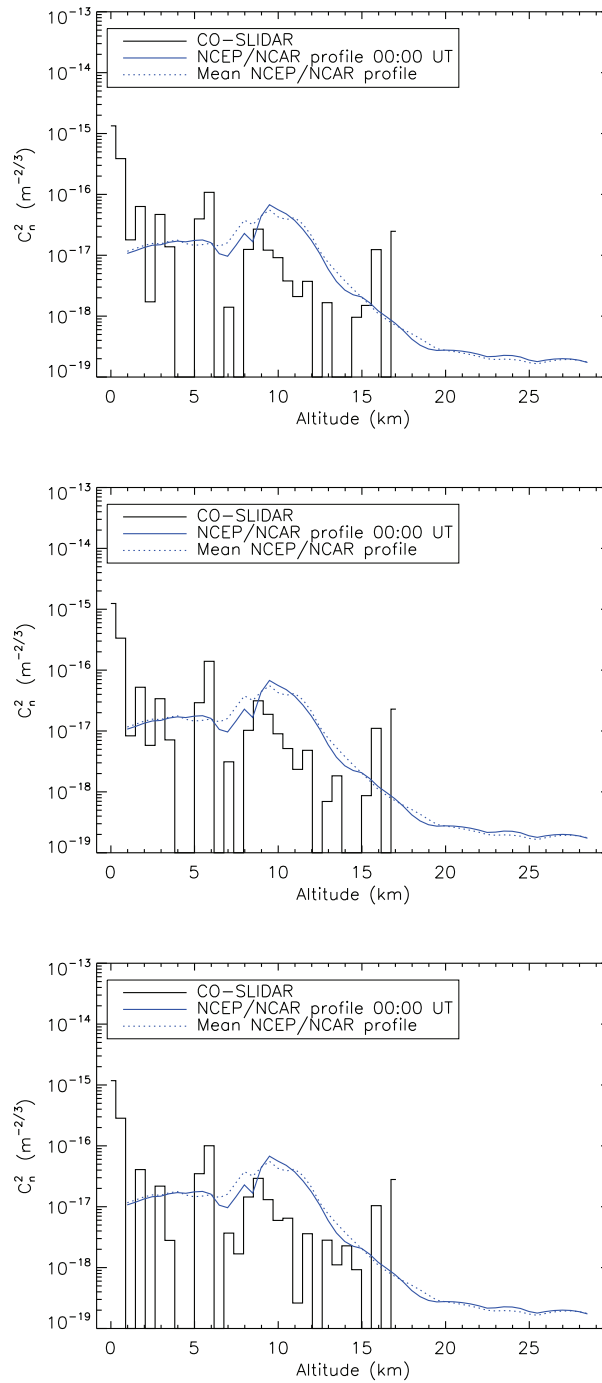


Fig. 13. CO-SLIDAR MAP reconstructions of the C_n^2 profile, for three consecutive minutes of observation. Each profile corresponds to one minute of observation. Data from May 15th, 2012, around 01:00 UT. Comparison with the free atmosphere profile at 00:00 UT and with the mean profile of May 2012, deduced from NCEP/NCAR Reanalysis.

observation of binary stars with visible magnitude up to 6, and could enable wind profiling. Outer scale profiling is also possible. Eventually, CO-SLIDAR could be used as an automatic monitor, by means of real time data processing.

6. Conclusion

In this paper, we have presented the first-on sky C_n^2 profiles estimated with the CO-SLIDAR profiler. The improved reconstruction method has been described and its latest performance has been illustrated in an end-to-end simulation, before testing it in a real astronomical observation on the 1.5 m MeO telescope. C_n^2 profiles have been estimated with the CO-SLIDAR method and compared to those reconstructed from correlations of slopes only or of scintillation only, highlighting the fact that the two kinds of correlations are complementary. Their joint use leads to a more precise estimation of the turbulent profile. With this CO-SLIDAR instrument, we have reconstructed 30 turbulent layers, with a resolution of 600 m, from the ground up to 17 km. We have compared our results with the C_n^2 profiles deduced from NCEP/NCAR Reanalysis, and we have found a good agreement between the estimations. In a nutshell, we have shown that CO-SLIDAR is a high-resolution C_n^2 profiler working on meter class telescopes. The method now needs cross-calibrations with other optical profilers in multi-instrument campaigns. Considered future works include improvements to gain a better sky-coverage, performing real-time C_n^2 estimations, and extensions to wind and outer scale profiling.

Acknowledgments

This work has been performed in the framework of a Ph.D Thesis supported by Onera, the French Aerospace Lab, and the French Direction Générale de l'Armement (DGA). The authors are very grateful to the team operating at MeO station, for the use of the 1.5 m telescope and their help and support throughout the whole campaign. The authors also want to thank B. Fleury and F. Mendez for help in the optical design, optical alignment and optomechanics. They are also grateful to Y. Hach for computing the NCEP/NCAR C_n^2 profiles, and to V. Michau for fruitful exchanges.

5.4 Compléments à l'article

Cette section est dédiée à quelques résultats complémentaires, en marge de l'article. Le paragraphe 5.4.1 est un commentaire sur les valeurs de r_0 et σ_χ^2 estimées à partir des profils de C_n^2 restitués. Dans le paragraphe 5.4.2, on s'intéresse à la possibilité de dépasser les limitations géométriques lors de la reconstruction du profil de C_n^2 , avec la géométrie considérée. Dans le paragraphe 5.4.3, on étudie l'influence de l'échelle externe sur la reconstruction du profil de C_n^2 . Le paragraphe 5.4.4 présente quelques profils de C_n^2 estimés supplémentaires, à des temps de pose de 4 et 5 ms.

5.4.1 Commentaires sur les r_0 et σ_χ^2 estimés à partir des profils de C_n^2

Lors de l'estimation des profils de C_n^2 , on a estimé conjointement les variances des bruits et ce biais a été soustrait. Ainsi, les r_0 estimés à partir des profils de C_n^2 reconstruits dans l'article sont plus grands que ceux estimés à partir des variances des a_i . Cela vient du fait qu'on a retiré une quantité.

La variance σ_χ^2 estimée à partir des profils de C_n^2 ne correspond pas à la même grandeur que celle estimée à partir des mesures de scintillation. En effet, celle estimée à partir des profils correspond à une grandeur non filtrée, alors que celle estimée à partir des données de scintillation correspond à une grandeur filtrée par la sous-pupille. Ce filtrage est expliqué par le terme $|\tilde{\mathcal{P}}(\mathbf{f})|^2$, qui représente le moyennage du signal sur la surface de la sous-pupille, comme on l'a dit au paragraphe 2.5.2. Ce sont donc les σ_χ^2 filtrés qui doivent être comparés. Ainsi, en corrigeant les valeurs obtenues à partir des profils de C_n^2 avec l'effet du filtrage par la sous-pupille, on obtiendrait des valeurs de σ_χ^2 plus faibles que celles obtenues à partir des mesures de scintillation, du fait du débiaisage.

5.4.2 Au-delà des limitations géométriques

Dans l'article, les profils de C_n^2 ont été reconstruits en utilisant δh et H_{\max} , corrigées de l'angle zénithal ζ , tel que $\delta h = \delta h_{\text{zen}} \cos(\zeta)$ et $H_{\max} = H_{\max\text{zen}} \cos(\zeta)$, où δh_{zen} et $H_{\max\text{zen}}$ sont les valeurs au zénith données par les équations 2.1 et 2.2. Cependant, Védrenne a montré dans sa thèse [Védrenne(2008)] qu'il était possible de dépasser l'altitude maximale sondable, grâce aux autocorrélations de la scintillation. La figure 5.15 montre un essai où l'on reconstruit 40 couches, sans changer δh , qui vaut environ 600 m. On sonde donc la turbulence jusqu'à environ 23 km d'altitude, soit au-delà de $H_{\max} \simeq 17$ km. Le profil estimé est issu de données à $t_{\text{exp}} = 3$ ms, avec inversion régularisée. Il est comparé au profil où l'on ne reconstruit que 30 couches jusqu'à $H_{\max} \simeq 17$ km. Les résultats obtenus sont peu différents entre 0 et 17 km, et on ne voit pas apparaître de nouvelle couche turbulence entre 17 et 23 km, exceptée celle à 23 km, qui correspond sans doute au report à 23 km des dernières valeurs du profil estimé sur 30 couches. Donc, soit la turbulence au-delà de H_{\max} est trop faible pour être détectée, soit le CO-SLIDAR y est insensible avec cette géométrie, tout comme dans les simulations.

On étudie maintenant la possibilité d'avoir une résolution plus fine, mais sans dépasser $H_{\max} \simeq 17$ km. On reconstruit 40 couches, mais avec $\delta h \simeq 440$ m, toujours en utilisant la régularisation. Le résultat obtenu est présenté sur la figure 5.16. L'estimateur reconstruit les nouvelles couches par interpolation avec les voisines, et le profil de C_n^2 résultant est peu différent de celui estimé sur 30 couches.

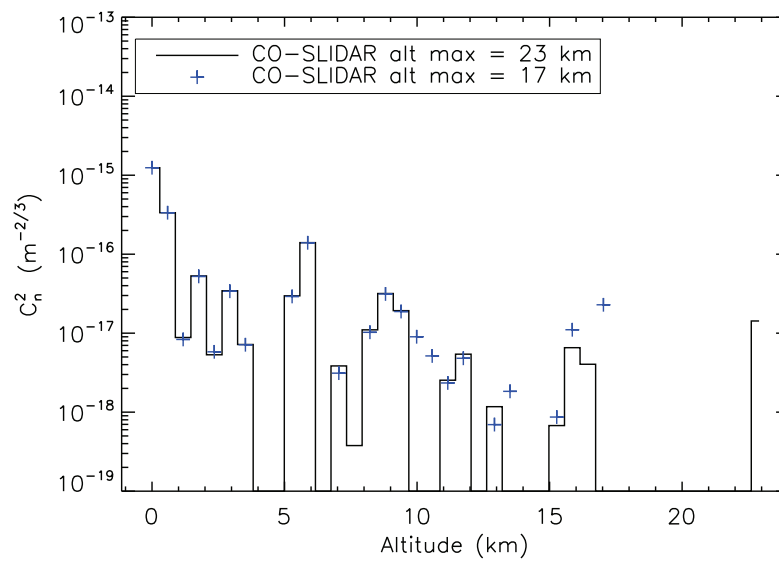


Figure 5.15 – Comparaison entre le profil de C_n^2 reconstruit sur 30 couches et le profil de C_n^2 reconstruit sur 40 couches, avec $\delta h \simeq 600$ m. Dans les deux cas, l'inversion est régularisée.

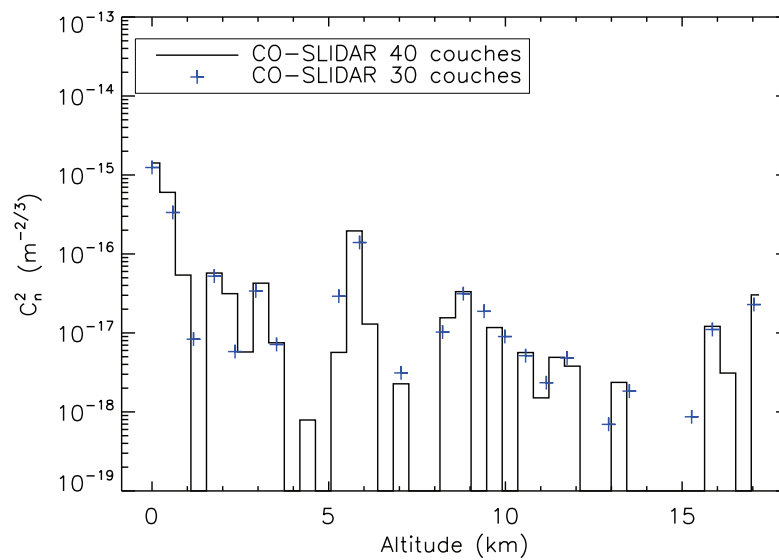


Figure 5.16 – Profil de C_n^2 reconstruit sur 40 couches, du sol jusqu'à 17 km, avec $\delta h \simeq 440$ m. Comparaison avec le profil de C_n^2 estimé sur 30 couches, avec $\delta h \simeq 600$ m. Dans les deux cas, l'inversion est régularisée.

5.4.3 Influence de l'échelle externe

On s'intéresse maintenant à l'effet de l'échelle externe sur la reconstruction du profil de C_n^2 . On calcule les fonctions de pondération W , pour $L_0 = 2, 10, 27$ et 50 m et on inverse le problème direct. On présente les résultats obtenus avec la solution MV avec contrainte de positivité, mais sans régularisation, à partir des données à $t_{\text{exp}} = 3$ ms, sur la figure 5.17. On

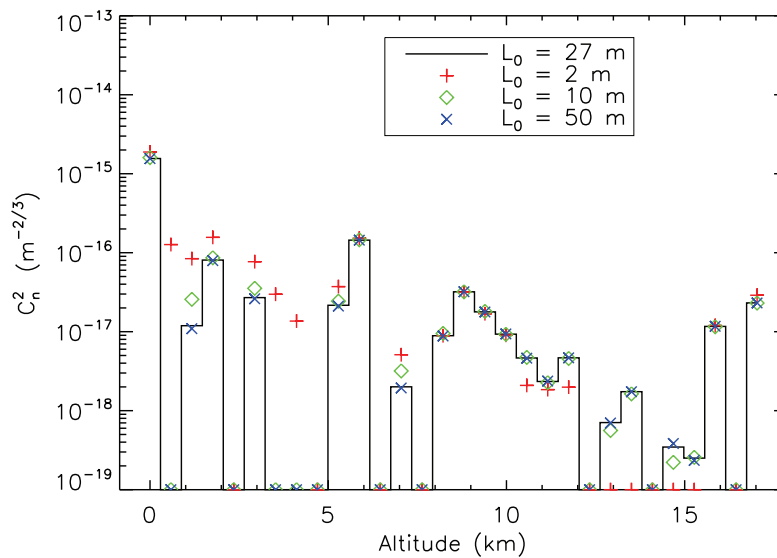


Figure 5.17 – Influence de L_0 sur la reconstruction du profil de C_n^2 , pour $L_0 = 2, 10, 27$ et 50 m. Solution MV avec contrainte de positivité.

ne constate quasiment aucune différence entre les profils de C_n^2 reconstruits avec $L_0 = 27$ m et $L_0 = 50$ m. De même, la solution avec $L_0 = 10$ m est assez peu différente des deux précédentes solutions. Finalement, l'effet de l'échelle externe se fait vraiment sentir pour $L_0 = 2$ m, valeur pour laquelle les couches turbulentes de basse altitude sont surestimées par rapport à l'estimation avec $L_0 = 27$ m. Ainsi, la valeur de l'échelle externe a une influence sur la reconstruction du profil de C_n^2 à partir du moment où L_0 devient du même ordre de grandeur que le diamètre du télescope. On peut ajouter que ces constatations sont en accord avec ce qui avait déjà été dit dans le cadre des simulations, au paragraphe 3.3.2.

5.4.4 Reconstruction des profils de C_n^2 à 4 et 5 ms

On termine cette section par la présentation de profils de C_n^2 reconstruits à partir de cubes d'images enregistrés sur la binaire STF1744, mais à des temps de pose légèrement supérieurs, de 4 et 5 ms. Ces profils correspondent à des cubes de 1000 images, toujours acquises à 15 Hz, et représentant donc environ 1 min d'observation. Pour chaque temps d'exposition, on dispose de 3 cubes consécutifs de 1000 images. Les profils sont reconstruits avec la solution régularisée, et les barres d'erreur associées sont ajoutées. Les résultats sont présentés sur les figures 5.18 et 5.19, respectivement pour $t_{\text{exp}} = 4$ et 5 ms. Ces profils correspondent à la même période d'observation au cours de la nuit que ceux à $t_{\text{exp}} = 3$ ms présentés dans l'article. Tous ces profils diffèrent peu et montrent une turbulence forte au sol ainsi que quelques couches turbulentes de

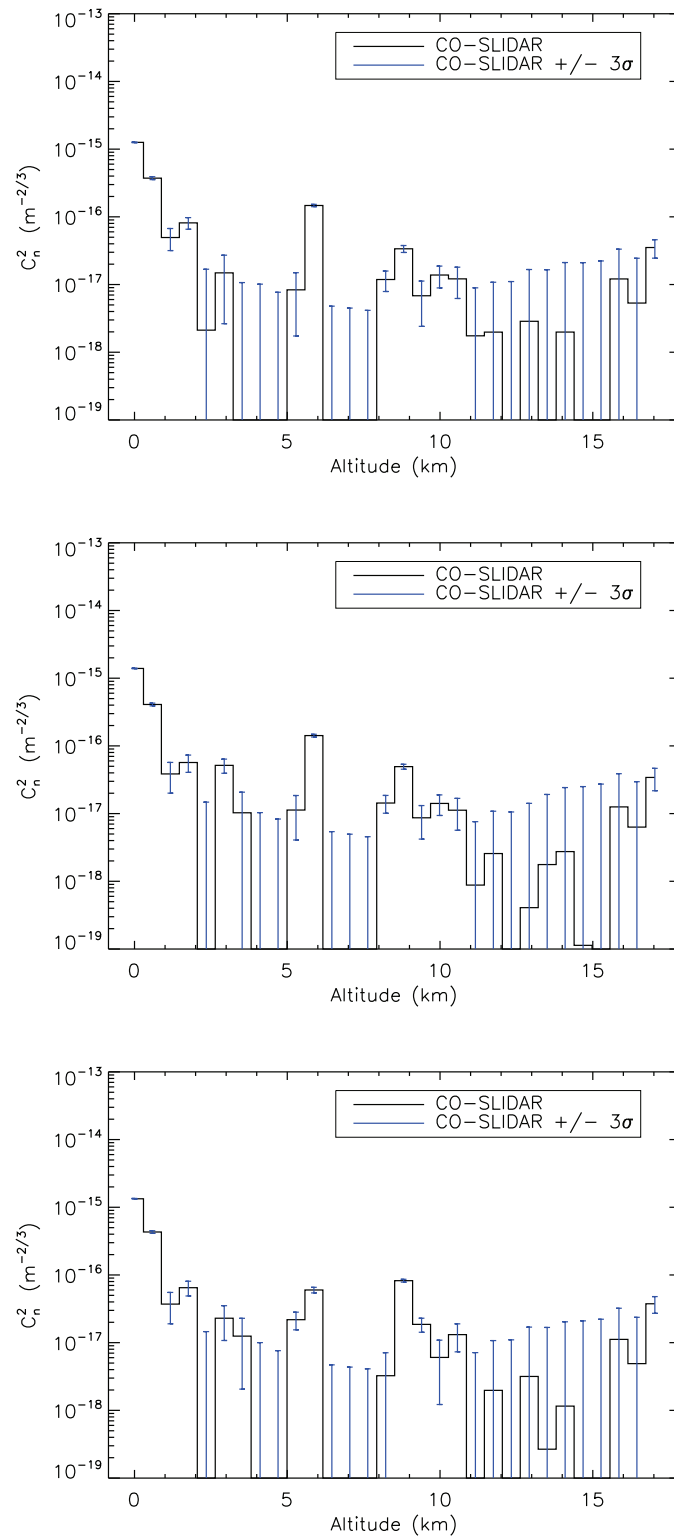


Figure 5.18 – Profils de C_n^2 MAP, pour 3 min d’observation sur STF1744, autour de 01 : 00 TU, dans la nuit du 14 au 15 Mai 2012, avec $t_{\text{exp}} = 4$ ms, et barres d’erreur associées.

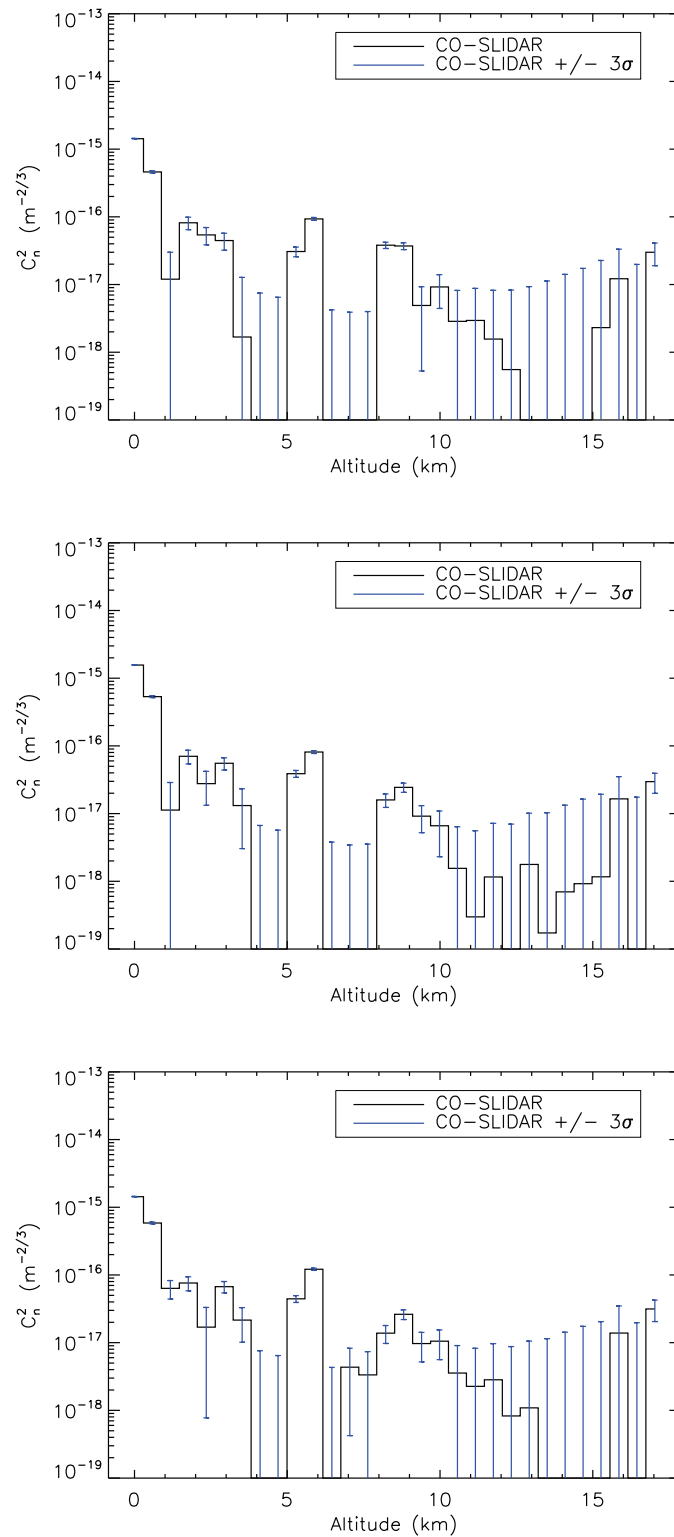


Figure 5.19 – Profils de C_n^2 MAP, pour 3 min d'observation sur STF1744, autour de 01 : 00 TU, dans la nuit du 14 au 15 Mai 2012, avec $t_{\text{exp}} = 5$ ms, et barres d'erreur associées.

moindre importance en altitude. Les r_0 et σ_χ^2 estimés à partir de ces profils sont du même ordre de grandeur que ceux donnés dans l'article.

5.5 Conclusion

Dans ce chapitre on a présenté la validation de la méthode CO-SLIDAR sur le ciel, lors de la campagne d'observation de Mai 2012 à l'Observatoire du Plateau de Calern, sur le télescope MeO. On a acquis des images Shack-Hartmann sur étoiles simple et binaire en utilisant le banc ProMeO. Ces images ont été prétraitées, pour permettre de réaliser la mesure des pentes et des indices de scintillation. Ces mesures ont servi à vérifier l'hypothèse de turbulence Kolmogorov, avec effet d'échelle externe, ainsi que l'hypothèse des faibles perturbations. A partir des mesures réalisées sur étoile binaire, on a pu estimer les corrélations des mesures. L'inversion du problème, avec ou sans régularisation, a abouti à la reconstruction de profils de C_n^2 . Les profils de turbulence estimés à partir de mesures optiques par la méthode CO-SLIDAR ont été comparés à des profils de C_n^2 issus de données météorologiques, montrant une bonne adéquation entre les deux méthodes. La contribution du CO-SLIDAR en tant que nouvel instrument de mesure du profil de turbulence a également été discutée : des inter-comparaisons sont nécessaires, et des améliorations sont possibles. Ces résultats font l'objet d'un article en cours de soumission. Des compléments à l'article ont également été donnés. Ils concernent l'estimation des valeurs intégrées à partir des profils de turbulence, l'étude de la possibilité de dépasser les limitations géométriques de l'instrument ainsi que l'influence de l'échelle externe. Les profils de C_n^2 reconstruits à partir de mesures réalisées à des temps de pose légèrement supérieurs sont similaires à ceux de l'article. L'ensemble de ce chapitre constitue la première validation sur le ciel de la technique CO-SLIDAR.

Conclusion générale

L'objectif de mon étude était de valider sur le ciel la technique CO-SLIDAR, utilisant conjointement les corrélations des pentes et de la scintillation, mesurées sur étoile binaire, avec un analyseur Shack-Hartmann, pour estimer le profil de C_n^2 . Mes travaux se sont articulés autour de deux axes principaux. Ils ont consisté en une étude de la méthode CO-SLIDAR en simulation, puis en une mise en pratique expérimentale.

Dans un premier temps, on a étudié les performances de la méthode CO-SLIDAR en simulation et on a analysé l'impact des différentes sources d'erreur sur la reconstruction du profil de C_n^2 . Pour cela, on a repris les simulations existantes. On les a adaptées au cas concret d'une observation astronomique sur étoile binaire, avec un Shack-Hartmann de 30×30 sous-pupilles, couplé à un télescope de 1,5 m de diamètre. La production des images simulées a été enrichie pour obtenir des images Shack-Hartmann réalistes de la binaire, turbulentes et bruitées. A partir de ces images, on a pu réaliser des mesures de pentes et d'indices de scintillation dans des fenêtres de différentes tailles, le fenêtrage étant nécessaire pour séparer les contributions des deux sources. Les mesures ainsi obtenues ont été utilisées pour estimer les corrélations des pentes et de la scintillation, afin de bâtir le problème direct. On a ensuite étudié l'impact des différentes sources d'erreur sur la reconstruction du profil de C_n^2 , tout d'abord en l'absence de bruit de détection. Le fenêtrage induit un biais sur l'estimation du profil, qui diminue quand la taille de la fenêtre augmente. Cependant, la propagation des bruits de détection sur les mesures de pentes et de scintillation augmente avec la taille de la fenêtre de calcul. La taille de la fenêtre de calcul doit donc être choisie pour faire un compromis entre biais de fenêtrage et propagation des bruits de détection sur les mesures. On a également analysé l'effet de l'échelle externe sur l'estimation du profil de turbulence. On a mis en évidence le fait que la reconstruction est peu sensible à ce paramètre dès lors que L_0 est grande devant le diamètre du télescope. Cependant, dans l'hypothèse où l'on souhaiterait accéder à la mesure de ce paramètre par la méthode CO-SLIDAR, une première étape a été franchie. On a en effet montré une sensibilité du minimum du critère à la valeur choisie pour L_0 , l'optimum étant obtenu pour L_0 vraie. On s'est par ailleurs intéressé à l'influence de la turbulence non-vue sur la reconstruction du profil de C_n^2 . Le CO-SLIDAR est sensible à celle-ci, via l'utilisation des autocorrélations, qui représentent la réponse du système à l'intégrale de la turbulence. Ceci provoque une surestimation des couches turbulentes reconstruites les plus hautes, si de la turbulence est présente au delà de

H_{\max} . Enfin, on a étudié l'impact des bruits de détection sur l'estimation du profil de C_n^2 . Les corrélations de ces bruits biaisent les corrélations des pentes et de la scintillation, entraînant une erreur sur la reconstruction du profil de turbulence. On a donc examiné la propagation des bruits de détection sur les mesures Shack-Hartmann de pentes et de scintillation. Sur des mesures Shack-Hartmann turbulentes en boucle ouverte, on a montré que la variance du bruit sur la scintillation était conforme aux prévisions théoriques. En revanche, la variance du bruit sur la pente est supérieure aux prévisions théoriques. Plusieurs approches ont été proposées pour prendre en compte les bruits de détection dans la reconstruction du profil de C_n^2 et soustraire le biais induit par ces bruits. La première a consisté en une soustraction du biais théorique calculé à partir des expressions analytiques. Ce débiaisage est efficace en simulation, mais n'est pas adapté à la réalité de l'expérience. D'une part car la variance du bruit sur la pente ne suit pas les prévisions théoriques, d'autre part car le traitement des images et les conditions expérimentales peuvent rajouter des sources d'erreur non maîtrisées. On a donc développé deux méthodes pour prendre en compte les bruits de détection dans l'estimation du profil et soustraire le biais induit. La première consiste à estimer conjointement le profil de C_n^2 et les variances des bruits. La seconde se base sur l'exclusion des variances des pentes et de la scintillation du problème direct. Ces deux méthodes donnent des résultats comparables et permettent de reconstruire de façon fidèle le profil de C_n^2 . Les performances du CO-SLIDAR ont ensuite été comparées à celles de techniques n'utilisant que les corrélations des pentes ou de la scintillation, mettant en lumière le gain apporté par l'utilisation conjointe des deux types de corrélations. Une estimation de l'erreur commise sur la reconstruction du profil de C_n^2 a été proposée et l'ajout de barres d'erreur à 3σ permet d'encadrer le profil vrai. La géométrie d'instrument utilisée pour la simulation et ainsi étudiée est alors fin prête à être testée sur le ciel, dans des conditions réelles.

Dans un deuxième temps, on a donc dimensionné et testé en laboratoire un banc optique d'acquisition : le banc ProMeO, pour expérimenter la méthode CO-SLIDAR sur le ciel. On a justifié le dimensionnement de la matrice de microlentilles, qui permet de réaliser la configuration d'instrument testée en simulation et qui satisfait aux exigences de résolution en altitude. On a réalisé une caractérisation complète de la caméra d'acquisition en terme de linéarité, facteur de conversion, bruit de détecteur et gain EMCCD, et ce pour différents modes de fonctionnement. On a remédié au problème posé par le signal de traînée, inhérent au détecteur dans le mode de fonctionnement utilisé, en proposant plusieurs types de traitements conduisant à une soustraction de ce signal parasite dans les images expérimentales. Les transmissions des optiques du banc ont été mesurées, et on s'est assuré de la linéarité de la mesure de position dans les images Shack-Hartmann. Par ailleurs, on a réalisé une étude de la propagation du bruit sur les mesures de pentes et de scintillation faites en laboratoire. L'hypothèse de matrice de covariance du bruit diagonale a ainsi pu être vérifiée expérimentalement. En revanche, on a montré qu'il était difficile de prévoir la variance du bruit sur les mesures, en particulier la variance du bruit sur les pentes, ce qui confirme la nécessité d'utiliser des méthodes fines de soustraction du biais dû au bruit. Ces tests réalisés en laboratoire ont permis de mieux appréhender le fonctionnement du banc ProMeO et d'optimiser le traitement des données, en vue de l'expérience sur le ciel.

La dernière partie de ce manuscrit a été consacrée à l'expérimentation du CO-SLIDAR sur le ciel. L'expérience s'est déroulée sur le site du Plateau de Calern. Le banc ProMeO a été couplé au télescope MeO, de 1,5 m de diamètre. Au préalable, on a effectué une recherche des étoiles binaires observables sur le site de l'observatoire au mois de Mai 2012. La mission s'est déroulée sur cinq nuits d'observation, dont deux ont servi à l'enregistrement d'images Shack-Hartmann exploitables. A partir de ces images, on a pu réaliser des mesures de pentes et d'indices de scintillation. Des vérifications simples ont été faites sur ces données. On s'est assuré de la

linéarité de la mesure de flux et on a vérifié que les facteurs de proportionnalité entre les flux des différentes sources étaient bien conformes à ceux prévus, en fonction de la magnitude des étoiles. A partir des données de pentes, on a pu reconstruire les coefficients de décomposition de la phase sur la base des polynômes de Zernike. Les estimations des variances de ces coefficients ont permis de contrôler l'hypothèse de turbulence Kolmogorov, avec effet d'échelle externe. A partir des données d'intensités et de scintillation, on a pu contrôler l'hypothèse du régime des faibles perturbations. La vérification de ces deux hypothèses permet l'application du formalisme CO-SLIDAR. Les cartes de corrélation des mesures Shack-Hartmann ont été construites, cartes dans lesquelles la signature des couches turbulentes a pu être mise en évidence. Tous ces éléments ont confirmé la validité des données acquises et une reconstruction des profils de C_n^2 a pu être réalisée, par la méthode d'estimation conjointe du profil de turbulence et du biais dû aux bruits. Les profils obtenus sont typiques d'un site astronomique, ils présentent notamment une forte turbulence en sol et dans les basses couches, et quelques couches turbulentes en altitude. Grâce à l'extension du formalisme développé dans la première partie de mon étude, on a estimé des barres d'erreur à 3σ sur ces profils. Ils ont ensuite pu être comparés à des profils de C_n^2 de l'atmosphère libre, issus de données météorologiques. La comparaison entre les deux méthodes montre une bonne adéquation sur le profil de C_n^2 estimé. On a enfin discuté du placement du CO-SLIDAR en tant que nouvelle méthode de mesure du profil de C_n^2 , mettant en avant la nécessité de campagnes multi-instruments pour réaliser des inter-comparaisons.

Ces travaux ont conduit à la toute première validation sur le ciel de la méthode CO-SLIDAR. Installé sur un télescope de classe métrique, le CO-SLIDAR permet de mesurer des profils de C_n^2 du sol jusqu'à une quinzaine de kilomètres, avec une résolution de l'ordre de quelques centaines de mètres.

Perspectives

Le CO-SLIDAR doit maintenant être comparé aux autres techniques de mesure du profil de C_n^2 . Ceci est d'ors et déjà envisagé au cours de campagnes multi-instruments, qui pourraient se dérouler aux Canaries et/ou au Chili [Masciadri *et al.*(2013b)]. Celles-ci impliqueraient les profileurs de référence que sont le SLODAR, le G-SCIDAR et le MASS-DIMM, ainsi que ceux de nouvelle génération, dont fait partie le CO-SLIDAR, tout comme le PBL et le Stereo-SCIDAR.

L'instrument une fois étalonné permettrait la caractérisation fine des sites astronomiques, fournissant ainsi des données précises pour le dimensionnement et l'évaluation des performances des optiques adaptatives grand champ, ainsi que pour les modèles de prédiction de la turbulence optique. Les systèmes d'optique adaptative grand champ sur le ciel utiliseront plusieurs analyseurs Shack-Hartmann, conduisant à des SLODARs multi-directionnels. Cependant, des mesures externes à haute résolution du profil de C_n^2 pourraient servir à leur étalonnage initial ou à leur recalage.

Plusieurs améliorations sont envisageables pour le CO-SLIDAR. L'instrument CO-SLIDAR actuel est considérablement limité en terme de flux et donc en couverture de ciel. Il serait possible d'augmenter cette dernière en améliorant la transmission globale du système, afin de pouvoir enregistrer des images sur des étoiles de magnitude 6. Par ailleurs, l'enregistrement des images se fait actuellement à environ 15 Hz, ce qui ne permet pas un échantillonnage temporel de la turbulence. Ceci nous empêche d'une part d'évaluer le niveau de bruit à partir des autocorrélations spatio-temporelles et donc de contrôler les variances des bruits données par la méthode d'estimation conjointe. D'autre part, l'échantillonnage temporel de la turbulence permettrait

d'étendre le domaine de mesure du CO-SLIDAR à l'estimation de profils de vent. Afin d'augmenter la fréquence d'acquisition des images, on pourrait par exemple imager les sources sur deux détecteurs différents, ce qui donnerait des images de dimensions plus petites. L'utilisation de deux détecteurs permettrait par ailleurs de régler finement les paramètres de la caméra, notamment en terme de gain, pour chacune des deux sources. Ceci serait particulièrement utile quand la différence de magnitude entre les sources est importante. La méthode CO-SLIDAR pourrait également être étendue à la mesure de l'échelle externe. Une sensibilité du minimum du critère à l'échelle externe a été démontrée. L'étape suivante est maintenant d'évaluer si le CO-SLIDAR est capable d'estimer ce paramètre.

Une autre amélioration envisageable du CO-SLIDAR serait la restitution quasi temps réel des profils de C_n^2 . Actuellement, avec la géométrie considérée dans ces travaux, il faut environ 90 minutes pour estimer un profil à partir des corrélations des mesures. Cependant, le principal facteur limitant a été identifié. Il s'agit du processus d'inversion de la matrice de covariance du bruit de convergence. Sous réserve que cette matrice varie peu en fonction des pseudo-mesures, on pourrait imaginer enregistrer son inverse en début d'observation, ce qui réduirait le temps d'estimation du profil de C_n^2 à quelques minutes. De plus, un changement de langage de programmation ainsi qu'une optimisation des codes numériques, tel que cela est fait dans les RTC, permettrait encore de réduire le temps d'estimation du profil.

Enfin, le CO-SLIDAR est utilisable dans d'autres contextes que celui de l'astronomie. Ainsi, l'expérience AMOSC (Améliorations des Méthodes et Observations par SCintillométrie), fruit d'une collaboration entre l'Onera, le LTHE (Laboratoire d'Etude des Transferts en Hydrologie et Environnement), l'INRA (Institut National de la Recherche Agronomique) et le CESBIO (Centre d'Etudes Spatiales de la BIOSphère), avait pour objectif de caractériser la variabilité spatiale du C_n^2 au dessus des champs agricoles, afin de mesurer les flux de chaleur latente et sensible. Une campagne de mesure a eu lieu, impliquant un Shack-Hartmann de 5×5 sous-pupilles de 7 cm, fonctionnant dans l'infrarouge, dans la bande $[3,4 ; 4,2]$ μm , ainsi que cinq scintillomètres fonctionnant dans le visible, et deux anémomètres soniques. Le Shack-Hartmann observait une binaire artificielle constituée de deux sources halogènes. Les profils de C_n^2 estimés par la méthode CO-SLIDAR ont été comparés aux mesures de C_n^2 intégrées données par trois des scintillomètres, ayant la même ligne de visée horizontale que le Shack-Hartmann [Robert *et al.*(2013)].

A terme, il est prévu d'utiliser la technique CO-SLIDAR pour caractériser le niveau de scintillation subi par les systèmes de télécommunications optiques entre le sol et l'espace. Comme l'élévation des satellites peut s'abaisser à 20° par rapport au sol, on utilisera un Shack-Hartmann fonctionnant dans l'infrarouge proche, pour que l'hypothèse des faibles perturbations reste valide. Il sera alors possible de mesurer des profils de C_n^2 endo-atmosphériques pour les applications sol-espace.

Revue à comité de lecture

J. Voyez, C. Robert, J.-M. Conan, L. Mugnier, E. Samain, A. Ziad, *First on-sky results of the CO-SLIDAR C_n^2 profiler*, Opt. Express, soumis

Actes de conférence

J. Voyez, C. Robert, J.-M. Conan, L. Mugnier, V. Michau, B. Fleury, E. Samain, A. Ziad, *C_n^2 profile reconstruction with Shack-Hartmann slope and scintillation data : first on-sky results*, AO4ELT3 (2013)

J. Voyez, C. Robert, V. Michau, J.-M. Conan, T. Fusco, *Accurate measurement of C_n^2 profile with Shack-Hartmann data*, Astronomical Telescopes and Instrumentation SPIE (2012)

J. Voyez, C. Robert, B. Fleury, N. Védrenne, V. Michau, T. Fusco, E. Samain, *C_n^2 profilometry from Shack-Hartmann data : model and experiment*, AO4ELT2 (2011)

C. Robert, **J. Voyez**, N. Védrenne, L. Mugnier, *C_n^2 profile from Shack-Hartmann data with CO-SLIDAR data processing*, Comprehensive characterization of astronomical sites (2011)

- [Agabi *et al.*(2006)] A. Agabi, E. Aristidi, M. Azouit, E. Fossat, F. Martin, T. Sadibekova, J. Vernin, et A. Ziad. First Whole Atmosphere Nighttime Seeing Measurements at Dome C, Antarctica. *Publ. Astron. Soc. Pac.* **118**, 344–348, 2006.
- [Agabi *et al.*(1995)] A. Agabi, J. Borgnino, F. Martin, A. Tokovinin, et A. Ziad. G.S.M : A Grating Scale Monitor for atmospheric turbulence measurements. II. First measurements of the wavefront outer scale at the O.C.A. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **109**, 557–562, 1995.
- [Avila *et al.*(1997)] R. Avila, J. Vernin, et E. Masciadri. Whole atmospheric-turbulence profiling with generalized scidar. *Appl. Opt.* **36**, 7898–7905, 1997.
- [Azouit et Vernin(2005)] M. Azouit et J. Vernin. Optical Turbulence Profiling with Balloons Relevant to Astronomy and Atmospheric Physics. *Publ. Astron. Soc. Pac.* **117**, 536–543, 2005.
- [Babcock(1953)] H. W. Babcock. The Possibility of Compensating Astronomical Seeing. *Publ. Astron. Soc. Pac.* **65**, 229–236, 1953.
- [Beckers(1988)] J. M. Beckers. Increasing the Size of the Isoplanatic Patch with Multiconjugate Adaptive Optics. Dans *ESO Conference and Workshop Proceedings*, Volume 30, 1988.
- [Britton(2006)] M. C. Britton. The Anisoplanatic Point-Spread Function in Adaptive Optics. *Publ. Astron. Soc. Pac.* **118**, 885–900, 2006.
- [Bruin *et al.*(2002)] H. A. R. D. Bruin, W. M. L. Meijninger, A.-S. Smedman, et M. Magnusson. Displaced-Beam Small Aperture Scintillometer Test. Part I : The Wintex Data-Set. *Boundary-Layer Meteorology* **105**, 129–148, 2002.
- [Bufton(1973a)] J. L. Bufton. Comparison of Vertical Profile Turbulence Structure with Stellar Observations. *Appl. Opt.* **12**, 1785–1793, 1973a.
- [Bufton(1973b)] J. L. Bufton. Correlation of Microthermal Turbulence Data with Meteorological Soundings in the Troposphere. *J. Atmos. Sci.* **30**, 83–87, 1973b.
- [Bufton *et al.*(1972)] J. L. Bufton, P. O. Minott, M. W. Fitzmaurice, et P. J. Titterton. Measurements of Turbulence Profiles in the Troposphere. *J. Opt. Soc. Am. (1917-1983)* **62**, 1068–1070, 1972.
- [Butterley *et al.*(2006)] T. Butterley, R. W. Wilson, et M. Sarazin. Determination of the profile of atmospheric optical turbulence strength from SLODAR data. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **369**, 835–845, 2006.

- [Chassat(1992)] F. Chassat. *Propagation optique à travers la turbulence atmosphérique. Etude modale de l'anisoplanétisme et application à l'optique adaptative*. Thèse de doctorat, Université Paris 11, 1992.
- [Codona(1986)] J. L. Codona. The scintillation theory of eclipse shadow bands. *Astron. Astrophys.* **164**, 415–427, 1986.
- [Conan(1994)] J.-M. Conan. *Etude de la correction partielle en optique adaptative*. Thèse de doctorat, Université Paris 11, 1994.
- [Conan(2000)] R. Conan. *Modélisation des effets de l'échelle externe de cohérence spatiale du front d'onde pour l'observation à haute résolution angulaire en astronomie : application à l'optique adaptative, à l'interférométrie et aux très grands télescopes*. Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, 2000.
- [Consortini(1976)] A. Consortini. Measurements of angle of arrival fluctuations of a laser beam due to turbulence. Dans *AGARD Opt. Propagation in the Atmosphere 8 p*, 1976.
- [Consortini et O'Donnell(1993)] A. Consortini et K. A. O'Donnell. Measuring the inner scale of atmospheric turbulence by correlation of lateral displacements of thin parallel laser beams. *Waves in Random Media* **3**, 85–92, 1993.
- [Consortini et al.(1987)] A. Consortini, K. A. O'donnell, et G. Conforti. Determination Of The Inner Scale Of Atmospheric Turbulence Through Laser Beam Wandering. Dans *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, pp. 117–118, 1987.
- [Consortini et al.(1980)] A. Consortini, P. Pandolfini, C. Romanelli, et R. Vanni. Turbulence Investigation at Small Scale by Angle-of-arrival Fluctuations of a Laser Beam. *Optica Acta : International Journal of Optics* **27**, 1221–1228, 1980.
- [Consortini et al.(2003)] A. Consortini, Y. Y. Sun, C. Innocenti, et Z. P. Li. Measuring inner scale of atmospheric turbulence by angle of arrival and scintillation. *Optics Communications* **216**, 19–23, 2003.
- [Cortés et al.(2012)] A. Cortés, B. Neichel, A. Guesalaga, J. Osborn, F. Rigaut, et D. Guzman. Atmospheric turbulence profiling using multiple laser star wavefront sensors. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **427**, 2089–2099, 2012.
- [Costille et Fusco(2011)] A. Costille et T. Fusco. Impact of the Cn2 description on WFAO performance. Dans *2nd AO4ELT Conference*, 2011.
- [Ellerbroek(1994)] B. L. Ellerbroek. First-order performance evaluation of adaptive-optics systems for atmospheric-turbulence compensation in extended-field-of-view astronomical telescopes. *J. Opt. Soc. Am. A* **11**, 783–805, 1994.
- [Ellerbroek et Rigaut(2000)] B. L. Ellerbroek et F. J. Rigaut. Scaling multiconjugate adaptive optics performance estimates to extremely large telescopes. Dans *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, Volume 4007, 2000.
- [Foy et Labeyrie(1985)] R. Foy et A. Labeyrie. Feasibility of adaptive telescope with laser probe. *Astron. Astrophys.* **152**, 29–31, 1985.
- [Fried(1966a)] D. L. Fried. Limiting Resolution Looking Down Through the Atmosphere. *J. Opt. Soc. Am. (1917-1983)* **56**, 1380–1384, 1966a.
- [Fried(1966b)] D. L. Fried. Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures. *J. Opt. Soc. Am. (1917-1983)* **56**, 1372–1379, 1966b.

- [Fried(1982)] D. L. Fried. Anisoplanatism in adaptive optics. *J. Opt. Soc. Am. (1917-1983)* **72**, 52–52, 1982.
- [Fuchs *et al.*(1998)] A. Fuchs, M. Tallon, et J. Vernin. Focusing on a Turbulent Layer : Principle of the Generalized SCIDAR. *Publ. Astron. Soc. Pac.* **110**, 86–91, 1998.
- [Fusco *et al.*(2000a)] T. Fusco, J.-M. Conan, V. Michau, G. Rousset, et L. M. Mugnier. Isoplanatic angle and optimal guide star separation for multiconjugate adaptive optics. Dans *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, Volume 4007, 2000a.
- [Fusco *et al.*(2000b)] T. Fusco, J.-M. Conan, L. M. Mugnier, V. Michau, et G. Rousset. Characterization of adaptive optics point spread function for anisoplanatic imaging. Application to stellar field deconvolution. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **142**, 149–156, 2000b.
- [Fusco *et al.*(2001)] T. Fusco, J.-M. Conan, G. Rousset, L. Mugnier, et V. Michau. Optimal wave-front reconstruction strategies for multiconjugate adaptive optics. *J. Opt. Soc. Am. A* **18**, 2527–2538, 2001.
- [Fusco et Costille(2010)] T. Fusco et A. Costille. Impact of Cn2 profile structure on wide-field AO performance. Dans *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, Volume 7736, 2010.
- [Fusco *et al.*(2004)] T. Fusco, G. Rousset, D. Rabaud, E. Gendron, D. Mouillet, F. Lacombe, G. Zins, P.-Y. Madec, A. M. Lagrange, J. Charton, D. Rouan, N. Hubin, et N. Ageorges. NAOS on-line characterization of turbulence parameters and adaptive optics performance. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* **6**, 585–596, 2004.
- [Gilles et Ellerbroek(2010)] L. Gilles et B. L. Ellerbroek. Real-time turbulence profiling with a pair of laser guide star Shack Hartmann wavefront sensors for wide-field adaptive optics systems on large to extremely large telescopes. *J. Opt. Soc. Am. A* **27**, 76–83, 2010.
- [Hammer *et al.*(2004)] F. Hammer, M. Puech, F. F. Assemat, E. Gendron, F. Sayede, P. Laporte, M. Marteaud, A. Liotard, et F. Zamkotsian. FALCON : a concept to extend adaptive optics corrections to cosmological fields. Dans *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, Volume 5382, pp. 727–736, 2004.
- [Hammer *et al.*(2002)] F. Hammer, F. Sayède, E. Gendron, T. Fusco, D. Burgarella, V. Cayatte, J.-M. Conan, F. Courbin, H. Flores, I. Guinouard, L. Jocu, A. Lançon, G. Monnet, M. Mouheine, F. Rigaud, D. Rouan, G. Rousset, V. Buat, et F. Zamkotsian. The FALCON Concept : Multi-Object Spectroscopy Combined with MCAO in Near-IR. Dans *Scientific Drivers for ESO Future VLT/VLTI Instrumentation* (J. Bergeron et G. Monnet, eds.), ESO ASTROPHYSICS SYMPOSIA, pp. 139–148, Springer Berlin Heidelberg, 2002.
- [Hill(1992)] R. J. Hill. Review of optical scintillation methods of measuring the refractive-index spectrum, inner scale and surface fluxes. *Waves in Random Media* **2**, 179–201, 1992.
- [Hubin *et al.*(2005)] N. Hubin, R. Arsenault, R. Conzelmann, B. Delabre, M. Le Louarn, S. Stroebele, et R. Stuik. Ground Layer Adaptive Optics. *Comptes Rendus Physique* **6**, 1099–1109, 2005.
- [Hufnagel(1974)] R. E. Hufnagel. Variations of atmospheric turbulence. Dans *Proc. of Topical Meeting on Optical Propagation through the Turbulence*, 1974.
- [Kern *et al.*(1989)] P. Kern, P. Lena, P. Gigan, J. C. Fontanella, et G. Rousset. COME-ON - an adaptive optics prototype dedicated to infrared astronomy. Dans *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, Volume 1114, pp. 54–64, 1989.
- [Klückers *et al.*(1998)] V. A. Klückers, N. J. Wooder, T. W. Nicholls, M. J. Adcock, I. Munro, et J. C. Dainty. Profiling of atmospheric turbulence strength and velocity using a generalised SCIDAR technique. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **130**, 141–155, 1998.

- [Kolmogorov(1941)] A. Kolmogorov. The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds' Numbers. *Doklady Akad. Nauk SSSR* **30**, 301–305, 1941.
- [Lafore *et al.*(1997)] J. P. Lafore, J. Stein, N. Asencio, P. Bougeault, V. Ducrocq, J. Duron, C. Fischer, P. Hérel, P. Masciadri, V. Masson, J. P. Pinty, J. L. Redelsperger, E. Richard, et J. Vilà-Guerau de Arellano. The Meso-NH Atmospheric Simulation System. Part I : adiabatic formulation and control simulations. *Annales Geophysicae* **16**, 90–109, 1997.
- [Lascaux *et al.*(2013)] F. Lascaux, E. Masciadri, et L. Fini. MOSE : operational forecast of the optical turbulence and atmospheric parameters at European Southern Observatory ground-based sites–II. Atmospheric parameters in the surface layer 0–30 m. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2013.
- [Le Louarn *et al.*(2000)] M. Le Louarn, N. Hubin, M. Sarazin, et A. Tokovinin. New challenges for adaptive optics : extremely large telescopes. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **317**, 535–544, 2000.
- [Maire *et al.*(2007a)] J. Maire, A. Ziad, J. Borgnino, et F. Martin. Measurements of profiles of the wavefront outer scale using observations of the limb of the Moon. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **377**, 1236–1244, 2007a.
- [Maire *et al.*(2007b)] J. Maire, A. Ziad, J. Borgnino, et F. Martin. MOSP : A New Instrument to Measure Wavefront Outer Scale Profiles. Dans *OSA Conference*, 2007b.
- [Maire *et al.*(2006)] J. Maire, A. Ziad, J. Borgnino, D. Mourard, F. Martin, S. Jankov, D. Bonneau, et F. Patru. Wavefront outer scale deduced from interferometric dispersed fringes. *Astron. Astrophys.* **448**, 1225–1234, 2006.
- [Martin *et al.*(1994)] F. Martin, A. Tokovinin, A. Agabi, J. Borgnino, et A. Ziad. G.S.M. : a Grating Scale Monitor for atmospheric turbulence measurements. I. The instrument and first results of angle of arrival measurements. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **108**, 173–180, 1994.
- [Masciadri *et al.*(2013a)] E. Masciadri, F. Lascaux, et L. Fini. MOSE : operational forecast of the optical turbulence and atmospheric parameters at European Southern Observatory ground-based sites–I. Overview and vertical stratification of atmospheric parameters at 0–20 km. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2013a.
- [Masciadri *et al.*(2013b)] E. Masciadri, G. Rousset, T. Fusco, A. Basden, P. Bonifacio, J. Fuenzalida, C. Robert, M. Sarazin, R. Wilson, et A. Ziad. A roadmap for a new era turbulence studies program applied to the ground-based astronomy supported by AO. Dans *3rd AO4ELT Conference*, 2013b.
- [Michau *et al.*(1992)] V. Michau, G. Rousset, et J. Fontanella. Wavefront Sensing from Extended Sources. Dans *Proceedings of the 13th NSO/SP Summer workshop*, pp. 124–128, 1992.
- [Monin et Obukhov(1954)] A. Monin et A. Obukhov. Basic turbulent mixing laws in the atmospheric surface layer. *Tr. Akad. Nauk SSSR Geophys. Inst.* **24**, 163–187, 1954.
- [Navier(1823)] C. Navier. Mémoire sur les lois du mouvement des fluides. *Mémoires de l'Académie Royale des Sciences de l'Institut de France* **6**, 389–440, 1823.
- [Nicolle *et al.*(2004)] M. Nicolle, T. Fusco, G. Rousset, et V. Michau. Improvement of Shack-Hartmann wave-frontsensor measurement for extreme adaptive optics. *Opt. Lett.* **29**, 2743–2745, 2004.

- [Noll(1976)] R. J. Noll. Zernike polynomials and atmospheric turbulence. *J. Opt. Soc. Am. (1917-1983)* **66**, 207–211, 1976.
- [Obukhov(1949)] A. M. Obukhov. Temperature field structure in a turbulent flow. *Izv. Akad. Nauk SSSR Ser. Geograf. Geofiz.* **13**, 58–69, 1949.
- [Osborn *et al.*(2010)] J. Osborn, R. Wilson, T. Butterley, H. Shepherd, et M. Sarazin. Profiling the surface layer of optical turbulence with SLODAR. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **406**, 1405–1408, 2010.
- [Osborn *et al.*(2013)] J. Osborn, R. W. Wilson, T. Butterley, R. Avila, V. S. Dhillon, T. J. Morris, et H. W. Shepherd. Stereo SCIDAR : Profiling atmospheric optical turbulence with improved altitude resolution. Dans *3rd AO4ELT Conference*, 2013.
- [Prieur *et al.*(2001)] J. L. Prieur, G. Daigne, et R. Avila. SCIDAR measurements at Pic du Midi. *Astron. Astrophys.* **371**, 366–377, 2001.
- [Reynolds(1883)] O. Reynolds. An Experimental Investigation of the Circumstances Which Determine Whether the Motion of Water Shall Be Direct or Sinuous, and of the Law of Resistance in Parallel Channels. *Royal Society of London Proceedings Series I* **35**, 84–99, 1883.
- [Rigaut(2002)] F. Rigaut. Ground Conjugate Wide Field Adaptive Optics for the ELTs. Dans *ESO Conference and Workshop Proceedings*, Volume 58, 2002.
- [Rigaut et Gendron(1992)] F. Rigaut et E. Gendron. Laser guide star in adaptive optics - The tilt determination problem. *Astron. Astrophys.* **261**, 677–684, 1992.
- [Rigaut *et al.*(1991)] F. Rigaut, G. Rousset, P. Kern, J. C. Fontanella, J. P. Gaffard, F. Merkle, et P. Léna. Adaptive optics on a 3.6-m telescope - Results and performance. *Astron. Astrophys.* **250**, 280–290, 1991.
- [Robert *et al.*(2013)] C. Robert, J. M. Cohard, J. P. Lagouarde, M. Irvine, et A. Brut. A multi-instruments campaign using scintillometry to measure the horizontal turbulence spatial distribution. Dans *Tübingen Atmospheric Physics Symposium "Scintillometers and Applications"*, 2013.
- [Robert *et al.*(2010)] C. Robert, J.-M. Conan, D. Gratadour, L. Schreiber, et T. Fusco. Tomographic wavefront error using multi-LGS constellation sensed with Shack-Hartmann wavefront sensors. *J. Opt. Soc. Am. A* **27**, 201–215, 2010.
- [Robert *et al.*(2006)] C. Robert, J.-M. Conan, V. Michau, T. Fusco, et N. Védrenne. Scintillation and phase anisoplanatism in Shack-Hartmann wavefront sensing. *J. Opt. Soc. Am. A* **23**, 613–624, 2006.
- [Robert *et al.*(2012)] C. Robert, V. Michau, B. Fleury, S. Magli, et L. Vial. Mid-infrared Shack-Hartmann wavefront sensor fully cryogenic using extended source for endoatmospheric applications. *Opt. Express* **20**, 2012.
- [Rocca *et al.*(1974)] A. Rocca, F. Roddier, et J. Vernin. Detection of atmospheric turbulent layers by spatiotemporal and spatioangular correlation measurements of stellar-light scintillation. *J. Opt. Soc. Am. (1917-1983)* **64**, 1000–1004, 1974.
- [Roddier(1981)] F. Roddier. The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy. *Progress in optics* **19**, 281–376, 1981.
- [Rousset(1999)] G. Rousset. Wave-front sensors. Dans *Adaptive Optics in Astronomy*, pp. 91–130, Roddier, F., 1999.

- [Rousset *et al.*(1990)] G. Rousset, J. C. Fontanella, P. Kern, P. Gigan, et F. Rigaut. First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics. *Astron. Astrophys.* **230**, 29–32, 1990.
- [Sarazin et Roddier(1990)] M. Sarazin et F. Roddier. The ESO differential image motion monitor. *Astron. Astrophys.* **227**, 294–300, 1990.
- [Tallon *et al.*(1992)] M. Tallon, R. Foy, et J. Vernin. 3-D Wavefront Sensing for Multiconjugate Adaptive Optics. Dans *ESO Conference and Workshop Proceedings*, Volume 42, 1992.
- [Tallon *et al.*(2008)] M. Tallon, I. Tallon-Bosc, C. Béchet, et E. Thiébaud. Shack-Hartmann wavefront reconstruction with elongated sodium laser guide stars : improvements with priors and noise correlations. Dans *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, Volume 7015, 2008.
- [Tatarski(1961)] V. I. Tatarski. *Wave propagation in a turbulent medium*. Dover, 1961.
- [Tatarski(1971)] V. I. Tatarski. *The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation, Jerusalem*. I.P.S.T., 1971.
- [Thiebaut(2002)] E. Thiebaut. Optimization issues in blind deconvolution algorithms. Dans *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, Volume 4847, 2002.
- [Thiermann et Grassl(1992)] V. Thiermann et H. Grassl. The measurement of turbulent surface-layer fluxes by use of bichromatic scintillation. *Boundary-Layer Meteorology* **58**, 367–389, 1992.
- [Thomas *et al.*(2006)] S. Thomas, T. Fusco, A. Tokovinin, M. Nicolle, V. Michau, et G. Rousset. Comparison of centroid computation algorithms in a Shack-Hartmann sensor. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **371**, 323–336, 2006.
- [Tokovinin(2004)] A. Tokovinin. Seeing Improvement with Ground-Layer Adaptive Optics. *Publ. Astron. Soc. Pac.* **116**, 941–951, 2004.
- [Tokovinin *et al.*(2010)] A. Tokovinin, E. Bustos, et A. Berdja. Near-ground turbulence profiles from lunar scintillometer. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **404**, 1186–1196, 2010.
- [Tokovinin *et al.*(2003)] A. Tokovinin, V. Kornilov, N. Shatsky, et O. Voziakova. Restoration of turbulence profile from scintillation indices. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **343**, 891–899, 2003.
- [Védrenne(2008)] N. Védrenne. *Propagation optique et correction en forte turbulence*. Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, 2008.
- [Védrenne *et al.*(2010)] N. Védrenne, A. Bonnefois Montmerle, C. Robert, V. Michau, J. Montri, et B. Fleury. Cn2 profile measurement from Shack-Hartmann data : experimental validation and exploitation. Dans *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, Volume 7828, 2010.
- [Védrenne *et al.*(2007)] N. Védrenne, V. Michau, C. Robert, et J.-M. Conan. Cn2 profile measurement from Shack-Hartmann data. *Opt. Lett.* **32**, 2659–2661, 2007.
- [Vernin et Munoz-Tunon(1992)] J. Vernin et C. Munoz-Tunon. Optical seeing at La Palma Observatory. I-General guidelines and preliminary results at the Nordic Optical Telescope. *Astron. Astrophys.* **257**, 811–816, 1992.
- [Vernin et Munoz-Tunon(1994)] J. Vernin et C. Munoz-Tunon. Optical seeing at La Palma Observatory. 2 : Intensive site testing campaign at the Nordic Optical Telescope. *Astron. Astrophys.* **284**, 311–318, 1994.

- [Viard *et al.*(2002)] E. Viard, M. Le Louarn, et N. Hubin. Adaptive Optics with Four Laser Guide Stars : Correction of the Cone Effect in Large Telescopes. *Appl. Opt.* **41**, 11–20, 2002.
- [Vidal *et al.*(2010)] F. Vidal, E. Gendron, et G. Rousset. Tomography approach for multi-object adaptive optics. *J. Opt. Soc. Am. A* **27**, 253–264, 2010.
- [Villicroze *et al.*(2013)] R. Villicroze, T. Fusco, B. Neichel, R. Bacon, et P.-Y. Madec. PSF Reconstruction on GLAO for MUSE Wide Field Mode. Dans *3rd AO4ELT Conference*, 2013.
- [von Kármán(1948)] T. von Kármán. Progress in the Statistical Theory of Turbulence. *Proceedings of the National Academy of Science* **34**, 530–539, 1948.
- [Wang *et al.*(2007)] L. Wang, M. Schöck, G. Chanan, W. Skidmore, R. Blum, E. Bustos, S. Els, R. Riddle, J. Seguel, T. Travouillon, J. Vasquez, D. Walker, et P. Gillett. High-accuracy differential image motion monitor measurements for the Thirty Meter Telescope site testing program. *Appl. Opt.* **46**, 6460–6468, 2007.
- [Wilson(2002)] R. W. Wilson. SLODAR : measuring optical turbulence altitude with a Shack-Hartmann wavefront sensor. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **337**, 103–108, 2002.
- [Wilson *et al.*(2004)] R. W. Wilson, J. Bate, J. C. Guerra, N. N. Hubin, M. Sarazin, et C. D. Saunter. Development of a portable SLODAR turbulence profiler. Dans *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, Volume 5490, 2004.
- [Wilson *et al.*(2009)] R. W. Wilson, T. Butterley, et M. Sarazin. The Durham/ESO SLODAR optical turbulence profiler. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **399**, 2129–2138, 2009.
- [Ziad *et al.*(2000)] A. Ziad, R. Conan, A. Tokovinin, F. Martin, et J. Borgnino. From the Grating Scale Monitor to the Generalized Seeing Monitor. *Appl. Opt.* **39**, 5415–5425, 2000.
- [Ziad *et al.*(2009)] A. Ziad, J. Maire, J. Borgnino, W. Dali Ali, A. Berdja, K. Ben Abdallah, F. Martin, et M. Sarazin. MOSP : Monitor of Outer Scale profile. Dans *1st AO4ELT Conference*, 2009.
- [Ziad *et al.*(2004)] A. Ziad, M. Schöck, G. A. Chanan, M. Troy, R. Dekany, B. F. Lane, J. Borgnino, et F. Martin. Comparison of Measurements of the Outer Scale of Turbulence by Three Different Techniques. *Appl. Opt.* **43**, 2316–2324, 2004.
- [Ziad *et al.*(2013)] A. Ziad, F. Blary, J. Borgnino, Y. Fanteï-Caujolle, E. Aristidi, F. Martin, H. Lantéri, R. Douet, E. Bondoux, et D. Mékarnia. First results of the PML monitor of atmospheric turbulence profile with high vertical resolution. *Astron. Astrophys.* **559**, 2013.