



**HAL**  
open science

# Précompensation des effets de la turbulence par optique adaptative : application aux liaisons optiques en espace libre

Noah Schwartz

► **To cite this version:**

Noah Schwartz. Précompensation des effets de la turbulence par optique adaptative : application aux liaisons optiques en espace libre. Optique [physics.optics]. Université Nice Sophia Antipolis, 2009. Français. NNT: . tel-00771276

**HAL Id: tel-00771276**

**<https://theses.hal.science/tel-00771276>**

Submitted on 8 Jan 2013

**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  
ONERA - Office National d'Études et Recherches Aérospatiales

## **THÈSE de DOCTORAT**

pour obtenir le titre de  
Docteur en Physique de l'UNIVERSITÉ de Nice-Sophia Antipolis  
Discipline : Sciences de l'Univers

Présentée et soutenue par  
**Noah SCHWARTZ**

# **Précompensation des effets de la turbulence par optique adaptative : application aux liaisons optiques en espace libre**

Thèse dirigée par  
Julien BORGNINO

Soutenue publiquement le 17 décembre 2009 devant le jury composé de :

M. Julien BORGNINO	Directeur de thèse
M. Vincent MICHAU	Co-directeur de thèse
M. Claude AMRA	Rapporteur
M. Alain BARTHELEMY	Rapporteur
M. Mikhail VORONTSOV	Examineur
M. Frédéric CHAZALLET	Examineur
Mme Marie-Thérèse VELLUET	Invitée

# Résumé

En propagation endo-atmosphérique et sur des longues distances (supérieure à quelques kilomètres), les effets de la turbulence atmosphérique sont importants pour les liaisons de télécommunication optique en espace libre (LOA). Le champ de l'onde subit des perturbations de phase qui modulent l'intensité reçue par le récepteur, dans des proportions pouvant être rédhibitoires pour la fiabilité de la liaison. La précompensation du champ émis à l'aide d'une optique adaptative (OA) a été proposée afin de limiter cet effet et de permettre d'augmenter la distance de propagation ainsi que le débit des LOA. L'objectif de cette thèse est d'évaluer les performances et les limites, en termes d'efficacité vis-à-vis des LOA, des différentes méthodes de corrections par OA et d'étudier la possibilité de concepts plus efficaces.

Nous avons montré qu'une approche itérative de correction de phase et d'amplitude - qualifiée de correction optimale - permet d'atteindre des performances excellentes, la meilleure parmi les approches proposées jusque-là. L'étude de cette approche théorique, nous a permis de fixer les limites de l'apport d'un système d'OA et de montrer que la correction a encore un intérêt largement au-delà de la limite des faibles perturbations.

Dans le régime de fortes turbulences, nous montrons les limites des approches classiques - OA par mesure de front d'onde (ASO), par modulation de phase ou itérative de phase (qualifiée de sous-optimale) - notamment à cause de la scintillation, des enroulements de phase et de la présence de bruit de mesure. Nous avons quantifié la baisse de leurs performances vis-à-vis de la correction optimale et proposé une solution permettant de s'affranchir des effets de la scintillation sur la mesure de front d'onde. Nous avons finalement proposé un dispositif pour la précompensation de phase et d'amplitude et plus particulièrement de la mesure et de la commande qui devrait permettre de mettre en oeuvre la correction optimale.

**Mots-clés :** OPTIQUE ADAPTATIVE - TÉLÉCOMMUNICATION OPTIQUE - PROPAGATION OPTIQUE - CORRECTION EN FORTES PERTURBATIONS.

# Abstract

Effects of atmospheric turbulence, on long distance endo-atmospheric propagation (over a few miles), can be seriously detrimental to free-space optical communications (FSO). The field of the optical wave undergoes phase perturbations that modulate the received intensity. These perturbations can seriously afflict FSO reliability. Precompensation by adaptive optics (AO) has been proposed to mitigate these effects and enable the possibility to increase propagation distance and data throughput. The purpose of this thesis is to evaluate the performance and limitations, in terms of FSO effectiveness, of different AO correction methods and to study the possibility of more efficient concepts.

We demonstrate that a phase and amplitude iterative correction approach - latter described as optimal correction - enables excellent performance, among the best so far proposed. The study of this theoretical approach enables us to set boundaries to the effectiveness of AO system. We showed that an efficient correction can be achieved greatly beyond the weak perturbation regime.

In strong turbulence, it appears that classical approaches - AO by wavefront measurement, phase modulation or iterative phase correction (described as sub-optimal) - are limited. These limitations are due to scintillation, phase branch points and noise. We quantify the drop of performance relative to the optimal correction and propose a solution enabling the minimization of scintillation effects on phase measurements. We finally propose a method to precompensation for phase and amplitude and in particular for measurement and control, that should enable the implementation of the optimal correction.

**Keywords :** ADAPTIVE OPTICS - OPTICAL COMMUNICATIONS - OPTICAL PROPAGATION - CORRECTION IN STRONG TURBULENCE.

# Remerciements

*que lui répondre ? Il a fallu huit siècles [...] pour que, scribe après scribe et grâce (surtout) aux érudits abrités, l'espèce humaine commence à comprendre que le vent a une structure profonde ? Qu'il n'était pas un pur chaos mouvant, un brouhaha sifflé au hasard, un non-sens ? Qu'il existait une aérorythmique, extrêmement complexe, peut-être infinie [...]*

*“La Horde du contrevent”  
Alain Damasio*

C'est avec joie et à la fois une certaine tristesse que j'aborde les remerciements. Avec joie, car c'est une occasion de remercier à leur juste valeur toutes les personnes qui de près ou de loin ont rendu agréable, positive, efficace (ajoutez ici tous les mots laudatifs, élogieux et dithyrambiques de votre connaissance) cette thèse. Avec tristesse, car mon écrit ne sera jamais à la hauteur de la véritable reconnaissance que je porte réellement envers ces personnes. Avec tristesse aussi, car une page agréable de mon existence se tourne, et que le nombre de personnes à remercier est trop grand pour ne pas en oublier. La recherche n'est pas une collection “d'érudits abrités”, mais bien une remarquable équipe de passionnés amènes et sympathiques, qui ont participé à mes recherches malgré la ô combien modeste contribution de mes travaux de thèse.

Je tiens à adresser mes sincères remerciements aux membres du jury, Claude Amra, Alain Barthélemy, Mikhail Vorontsov et Frédéric Chazallet pour m'avoir fait l'honneur de leur présence et pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

Je voudrais remercier chaleureusement Vincent Michau d'avoir été un encadrant de thèse remarquable et d'avoir réussi à rendre agréable et efficace ces trois années passées au DOTA. Tant sur le plan humain que scientifique, je garderais de ces trois années un très grand respect pour toi et je ne te remercierais jamais assez d'avoir accepté (certains soupçonnent un grain de folie) de te lancer avec moi dans ces travaux. Evidemment, ces remerciements seraient incomplets sans Nicolas Védrenne et Marie-Thérèse Velluet, qui m'ont transmis leurs précieux savoirs et savoir-faires. Je garderais un souvenir intense de ces moments passés à travailler à vos côtés, à réfléchir et à essayer de comprendre le chaos mouvant de la turbulence. Je remercie également très sincèrement Julien Borgnino pour m'avoir fait l'honneur d'être mon directeur de thèse. C'est un grand privilège pour moi de te compter parmi mes encadrants. Merci à toute l'équipe du DOTA/HRA qui ont fait de ces trois années un agréable moment, dans le désordre : Véronique, Frédéric, Jean-Marc, Ruy, Bruno F., Thierry, Valérie, Serge, Francis, Vincent, Joseph, Laurent, Cyril, Clé-

lia, Jean-François, Marc, Béatrice, Nicolas V., Marie-Thérèse. Et aussi tous les thésards qui ont travaillé au labo durant ma thèse : Guillaume, Anne, Alberto, Nicolas M., Carlos, Enguerran, Kamel, Benoît, Julien, Bruno, Sarah, Rudolph, Marie, Amélie et Léonardo,... Ces trois années ont été indéniablement positives grâce à vous tous !

En dehors de l'Onera, j'ai eu la chance de pouvoir travailler avec de nombreuses personnes, qui m'ont marquées tant par leur altruisme que par la justesse de leurs propos. Merci à Madame Valérie Douay de m'avoir permis d'enseigner l'optique à l'école supérieure d'ingénieurs en électronique et électrotechnique (ESIEE) et à Guillaume Chênégros d'avoir ouvert la voie à l'ESIEE. Merci à Ali Khalighi, pour nos fructueux échanges, qui m'ont permis d'avancer dans mes travaux.

Par ailleurs, faire une thèse peut être aussi l'occasion de réaliser des choses sympathiques, parfois simples et drôles, mais qui restent à leur manière des sciences. Je remercie toute l'équipe de la conférence Elbereth avec qui nous avons pu mettre en place une conférence étudiante qui se perpétue encore cette année et j'espère pour les années à venir. Un grand merci à Super-photon et ses amis de toujours Jeff et Carlos. La deuxième volée de remerciements cinématographiques va évidemment à tous ceux qui ont permis le succès de la mise en images d'une partie de ma thèse : Jeff, Carlos, Serge, Enguerran, Aurélie, Anne, Nicolas, Joseph, Francis, Bruno, ...

Je remercie mes parents ainsi que ma soeur pour leur éternel soutien et leurs encouragements depuis le tout début. Enfin, bien évidemment, je tiens à remercier chaleureusement Stéfie qui a toujours su être présente et a réussi à me soutenir dans tous les stades de la thèse.

Merci à tous !

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>1</b>
<b>Introduction</b>	<b>19</b>
<b>I Contexte</b>	<b>23</b>
<b>1 Les liaisons optiques en espace libre</b>	<b>25</b>
1.1 Les communications optiques	25
1.1.1 Historique des télécommunications optiques	25
1.1.2 Principe et caractéristiques des liaisons optiques atmosphériques	27
1.1.3 Défis des liaisons optiques en espace libre	29
1.2 Les liaisons optiques endo-atmosphériques	29
1.2.1 Les LOA courte distance	29
1.2.2 Les LOA longue distance	30
1.2.3 Choix de la longueur d'onde	30
1.2.4 Modulation	31
1.2.5 Le projet Fortune43G	31
<b>2 Propagation optique à travers la turbulence</b>	<b>33</b>
2.1 La turbulence atmosphérique	34
2.1.1 Le phénomène physique	34
2.1.2 L'indice de réfraction de l'air	35
2.1.2.1 Les fluctuations de l'indice de réfraction	35
2.1.2.2 Domaine inertiel	35
2.1.2.3 Echelle interne et échelle externe	35
2.1.2.4 Densité spectrale des fluctuations de l'indice	36
2.1.2.5 Modèles de profil vertical de $C_n^2$	36
2.2 Propagation optique en milieu turbulent	37
2.2.1 Les équations de propagation d'une onde électromagnétique	38
2.2.1.1 Equation d'Helmholtz	38
2.2.1.2 Approximation paraxiale de l'équation d'Helmholtz	38
2.2.2 Cohérence spatiale du champ propagé	39

2.2.3	Les faibles perturbations : résolution analytique de l'équation d'Helmholtz	40
2.2.3.1	L'approximation de Rytov	40
2.2.3.2	Limites des faibles perturbations	41
2.2.3.3	Les propriétés du champ en faibles perturbations	42
2.2.4	Les fortes perturbations	44
2.2.5	Simulation de la propagation par la méthode des écrans de phase	45
2.2.5.1	Principe	46
2.2.5.2	Modélisation des effets temporels	47
2.3	Effets de la turbulence sur la propagation laser	48
2.3.1	Propriétés et conventions des faisceaux gaussiens	48
2.3.2	Effet de la turbulence sur la propagation	49
2.3.2.1	Beam wander et beam spreading	49
2.3.2.2	Fluctuations d'intensité et power in the bucket	52
2.3.2.3	Régime des fortes turbulences	55
2.4	Conditions nominales	56

## **II Le canal optique** **59**

### **3 Effet de la turbulence atmosphérique** **61**

3.1	Caractérisation des liaisons de télécommunication	62
3.1.1	Le taux d'erreur	62
3.1.1.1	Capacité du canal de transmission	62
3.1.1.2	Le taux d'erreur moyen sans turbulence	62
3.1.1.3	Taux d'erreur en présence de turbulence	63
3.1.2	Propriétés statistiques de l'intensité	65
3.1.2.1	Estimation de la densité de probabilité de l'intensité	65
3.1.2.2	La loi Gamma–Gamma	65
3.1.2.3	Le moyennage spatial par la pupille de réception	66
3.1.3	Cas d'une liaison terrestre	67
3.1.4	Estimation effective de la qualité d'une LOA en simulation	69
3.2	Les méthodes d'atténuation de l'effet de la turbulence	70
3.2.1	Les méthodes de diversité	70
3.2.1.1	Diversité en longueur d'onde	70
3.2.1.2	Diversité d'émetteur et de récepteur	71
3.2.1.3	Diversité temporelle	71
3.2.2	La mise en forme des faisceaux	72
3.2.2.1	Cas statique	72
3.2.2.2	Cas dynamique	72
3.3	Conclusion	72

<b>4</b>	<b>Les méthodes de précompensation</b>	<b>75</b>
4.1	Introduction à l'optique adaptative . . . . .	76
4.1.1	Principe de l'optique adaptative . . . . .	76
4.1.2	L'analyse de front d'onde . . . . .	76
4.1.3	Cas des faibles perturbations : analyse modale de la phase turbulente . . . . .	78
4.1.3.1	Les polynômes de Zernike . . . . .	78
4.1.3.2	Propriétés statistiques de la phase et polynômes de Zernike . . . . .	79
4.1.4	Limitations de l'optique adaptative en fortes perturbations . . . . .	82
4.1.4.1	Effets de la scintillation . . . . .	82
4.1.4.2	Les dislocations de phase . . . . .	82
4.1.4.3	L'anisoplanétisme . . . . .	83
4.2	La précompensation par optique adaptative d'une LOA . . . . .	84
4.2.1	Correction sur faisceau sonde contra-propagatif . . . . .	84
4.2.1.1	Principe . . . . .	85
4.2.1.2	Les mises en œuvre . . . . .	86
4.2.1.3	Limitations . . . . .	87
4.2.2	Correction par modulation de phase . . . . .	88
4.2.2.1	Le principe . . . . .	88
4.2.2.2	Mise en œuvre pour les LOA . . . . .	89
4.2.2.3	Limitations . . . . .	89
4.2.3	La correction optimale . . . . .	90
4.2.3.1	La correction optimale de phase et d'amplitude . . . . .	90
4.2.3.2	La correction sous-optimale de phase . . . . .	92
4.3	Conclusion . . . . .	93
<b>5</b>	<b>Position du problème et démarche</b>	<b>95</b>
<b>III</b>	<b>Etude de la précompensation par optique adaptative</b>	<b>97</b>
<b>6</b>	<b>Correction optimale et correction sous-optimale</b>	<b>99</b>
6.1	Correction optimale : vers un mode de propagation . . . . .	100
6.1.1	Principe de la modélisation . . . . .	100
6.1.2	Correction optimale en absence de turbulence . . . . .	101
6.1.3	Performances en fonction de la force de la turbulence . . . . .	103
6.1.3.1	Répartition d'énergie courtes poses . . . . .	103
6.1.3.2	Influence de la force de la turbulence . . . . .	103
6.1.3.3	Taux d'erreur moyen . . . . .	105
6.1.4	Influence du diamètre de la pupille . . . . .	107
6.1.5	Densité de probabilité . . . . .	108
6.1.6	Influence de la géométrie de la pupille . . . . .	110
6.1.6.1	En absence de turbulence : un mode de propagation adapté . . . . .	110
6.1.6.2	En présence de turbulence . . . . .	113



6.1.6.3	Conclusion	115
6.2	Correction sous-optimale	115
6.2.1	Principe de la modélisation	115
6.2.2	Optimisation de la répartition d'intensité du faisceau émis	116
6.2.2.1	En absence de turbulence	116
6.2.2.2	En présence de turbulence atmosphérique	117
6.2.3	Performances en fonction de la force de la turbulence	118
6.2.3.1	Effet de la correction sur la répartition d'énergie	118
6.2.3.2	Influence de la force de la turbulence	119
6.2.3.3	Taux d'erreur moyen	120
6.2.4	Performances en fonction du diamètre de la pupille	120
6.2.5	Densité de probabilité	122
6.3	Conclusion	122
<b>7</b>	<b>Correction sur faisceau sonde contra-propagatif</b>	<b>125</b>
7.1	Correction sur faisceau contra-propagatif : cas phase parfaite	126
7.1.1	Géométrie des faisceaux	127
7.1.1.1	Faisceau sonde	127
7.1.1.2	Optimisation des paramètres du faisceau télécom	127
7.1.2	Influence du diamètre de la pupille	129
7.1.2.1	Efficacité de la correction : un exemple	129
7.1.2.2	Influence du diamètre de la pupille	130
7.2	Correction sur faisceau contra-propagatif : cas Shack-Hartmann	131
7.2.1	Description du système de correction	131
7.2.1.1	Analyse des erreurs	131
7.2.1.2	Choix de l'analyseur de surface d'onde	132
7.2.1.3	Géométrie de l'ASO	132
7.2.1.4	Reconstruction du front d'onde	132
7.2.2	Analyse de surface d'onde sur faisceau sonde contra-propagatif	133
7.2.2.1	Optimisation des paramètres du faisceau télécom	133
7.2.2.2	Influence du diamètre de la pupille	134
7.2.2.3	Conclusion	135
7.3	Correction sur faisceau contra-propagatif : analyse multi-sondes	136
7.3.1	Principe de la correction	136
7.3.2	Distance optimale de séparation des faisceaux sondes	137
7.3.3	Rapport signal-à-bruit	137
7.3.4	Performances en fonction de l'écartement des faisceaux sondes	138
7.3.5	Densité de probabilité	139
7.3.6	Influence du nombre de modes corrigés	139
7.3.7	Stabilité de la correction aux variations temporelles	142
7.4	Correction itérative de phase	143
7.4.0.1	Influence de la taille de la pupille	144
7.4.0.2	Densité de probabilité	145

7.4.0.3	Influence de la fréquence d'échantillonnage de la boucle d'optique adaptative	145
7.5	Conclusion	147
<b>8</b>	<b>Correction par modulation de phase</b>	<b>149</b>
8.1	Perturbations séquentielles de la phase	150
8.1.1	Principe	150
8.1.2	Influence du nombre d'éléments de correction de phase	151
8.2	Performances en présence d'occultation centrale	153
8.2.1	Conditions de simulation	154
8.2.2	Algorithme hiérarchique	154
8.2.3	Conclusion	156
8.3	Optimisation stochastique parallèle de descente par gradient	156
8.3.1	Introduction	156
8.3.2	Efficacité de la correction : un exemple	157
8.3.3	Influence de la force de la turbulence	159
8.3.4	Influence de la géométrie de la pupille	160
8.3.5	Influence du vent transverse	161
8.3.6	Etude de sensibilité au bruit	164
8.3.7	Initialisation de la phase de correction	165
8.3.7.1	Principe général	165
8.3.7.2	Initialisation par la phase géométrique et par la phase dans la pupille	165
8.4	Conclusion	166
<b>9</b>	<b>Implantation pratique de la pseudo-conjugaison de phase</b>	<b>169</b>
9.1	Correction de phase et d'amplitude au moyen de deux miroirs déformables	170
9.1.1	Introduction	170
9.1.2	Correction de tip-tilt	171
9.1.2.1	Description du principe de correction	171
9.1.2.2	Influence de la taille du faisceau	173
9.2	Influence de l'échantillonnage du champ et de la longueur d'onde	175
9.2.1	Principe	176
9.2.2	Performances en fonction de l'échantillonnage	176
9.2.3	Influence de la longueur d'onde sur la correction optimale	179
9.2.3.1	Influence de la force de la turbulence	179
9.2.3.2	Influence du diamètre de la pupille	180
9.2.3.3	Densité de probabilité	182
9.2.3.4	Influence de l'échantillonnage	182
9.2.4	Conclusion	185
9.3	Conjugaison de phase itérative par injection dans des guides d'onde	185
9.3.1	Description du principe de correction	186
9.3.2	Injection dans un guide d'onde monomode	187

9.3.3	Condition de simulation numérique . . . . .	188
9.3.4	Performances en l'absence de turbulence . . . . .	189
9.3.5	Performances en fonction du diamètre total de la pupille . . . . .	192
9.3.5.1	Influence du diamètre $D$ pour $d = 1$ cm . . . . .	192
9.3.5.2	Influence du diamètre $D$ pour $d = 2$ cm . . . . .	194
9.3.5.3	Influence du diamètre $D$ pour $d = 3$ cm . . . . .	195
9.3.5.4	Conclusion . . . . .	196
9.3.6	Influence du taux de remplissage de la pupille . . . . .	197
9.4	Conclusion . . . . .	199
<b>Conclusion</b>		<b>201</b>
<b>Annexes</b>		<b>207</b>
<b>A Rappels</b>		<b>207</b>
A.1	Fonction d'erreur . . . . .	207
A.2	Calcul du BER par comptage . . . . .	207
A.3	Probabilité conditionnelle . . . . .	208
<b>B Mitigation of Atmospheric Effects by Adaptive Optics for Free-Space Optical Communication</b>		<b>209</b>
<b>C Liste des publications</b>		<b>221</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>225</b>

# Table des figures

1.1	Télégraphe optique de Mangin . . . . .	26
1.2	Photophone de Graham Bell . . . . .	27
1.3	Schéma de principe d'une liaison optique atmosphérique . . . . .	28
2.1	Processus de cascade d'énergie et de division des cellules de turbulence dans l'atmosphère . . . . .	34
2.2	Densité spectrale de puissance des fluctuations d'indice de réfraction . . . . .	37
2.3	Variance des fluctuations d'intensité en fonction de $C_n^2$ dans le cas de la propagation d'une onde plane . . . . .	42
2.4	Limite théorique de la validité de la théorie de Rytov en fonction du $C_n^2$ pour deux longueurs d'onde différentes ( $C_n^2$ choisi constant le long du trajet) . . . . .	43
2.5	Spectre de l'intensité d'une onde plane après propagation. Les fluctuations d'indice sont décrites par le spectre de von Karman. . . . .	44
2.6	Distribution d'intensité pour une propagation à travers la turbulence pour $\sigma_R^2 = 0.14$ et $\sigma_r^2 = 7$ . . . . .	45
2.7	Spectre de la répartition d'intensité après propagation d'une onde plane. Les fluctuations d'indice sont décrites par le spectre de von Karman . . . . .	46
2.8	Schéma de principe de la propagation par écrans de phase . . . . .	48
2.9	Convention du profil en amplitude d'un faisceau gaussien . . . . .	49
2.10	Propagation d'un faisceau gaussien convergent en espace libre sans turbulence . . . . .	50
2.11	Illustration des phénomènes de beam-wander ( $\rho_c$ ), beam-spreading courte pose ( $\rho_s$ ) et beam-spreading longue pose ( $\rho_L$ ) . . . . .	51
2.12	Illustration des effets de la turbulence atmosphérique sur la propagation d'un faisceau laser en espace libre . . . . .	51
2.13	Comparaison des valeurs théoriques et des valeurs obtenues par simulation numérique. De gauche à droite sont présentés le beam wander, le beam spreading longue pose et le beam spreading courte pose. . . . .	52
2.14	Variance radiale de l'intensité normalisée . . . . .	54
2.15	Evolution temporelle de l'intensité (PIB) . . . . .	55
2.16	Densité de probabilité de l'intensité pour une propagation à travers la turbulence . . . . .	55
3.1	Probabilité de détection et de fausse alarm . . . . .	63

3.2	Facteur d'atténuation des fluctuations du PIB en fonction du diamètre de la pupille de réception pour différentes configuration de propagation . . . . .	67
3.3	BER moyen en présence de turbulence atmosphérique en fonction de l'intensité moyenne reçu . . . . .	68
4.1	Schéma de principe d'un système d'optique adaptative pour l'imagerie stellaire . . . . .	77
4.2	Schéma de principe de l'analyseur de surface d'onde Shack-Hartmann . . . . .	77
4.3	Les 21 premiers polynômes de Zernike rangés par ordres radiaux et fréquences azimutales. Les premiers ordres des polynômes correspondent aux aberrations optiques classiques . . . . .	80
4.4	Variance théorique des coefficients de Zernike pour les 200 premiers ordres en supposant une statistique de Kolmogorov de la phase turbulente . . . . .	81
4.5	Phase $\varphi$ et module $ \psi $ du champ dans le cas des fortes perturbations . . . . .	83
4.6	Schéma de principe de l'anisoplanétisme . . . . .	83
4.7	Schéma de principe de la correction de phase sur faisceau sonde contra-propagatif . . . . .	85
4.8	Schéma de principe d'optimisation par modulation de phase . . . . .	89
4.9	Schéma de principe de la correction itérative de phase et d'amplitude . . . . .	90
6.1	Schéma de principe de la liaison optique . . . . .	100
6.2	Courbe d'iso-énergie : optimisation des paramètres du faisceau gaussien initial. Propagation sans turbulence avec troncature à l'émission et à la réception. Correction optimale de phase et d'amplitude . . . . .	102
6.3	Influence de la correction optimale en l'absence de turbulence sur un faisceau gaussien optimisé. Gauche : image sans correction, droite : image avec correction optimale de 10 itérations . . . . .	102
6.4	Evolution de l'intensité en fonction du diamètre de la pupille pour une propagation sans turbulence et une correction optimale . . . . .	103
6.5	Influence de la correction optimale. Haut : image courte pose sans correction, bas : image courte pose avec correction de phase et d'amplitude après 10 itérations . . . . .	104
6.6	Efficacité de la correction optimale en fonction de l'itération. Gauche : PIB moyen. Droite : fluctuations d'intensité normalisées . . . . .	105
6.7	Evolution du BER moyen en fonction de l'intensité moyenne reçue. Pointillés : sans correction, traits pleins : correction optimale . . . . .	106
6.8	Efficacité de la correction optimale en fonction du diamètre des optiques pour différentes forces de turbulence. Traits pleins : correction optimale, pointillés : pas de correction. Gauche : PIB, droite : fluctuations d'intensité normalisées . . . . .	107
6.9	Gain de la correction optimale en fonction du diamètre des télescopes pour différentes forces de turbulence. Gauche : gain de PIB, droite : gain en fluctuations d'intensité normalisées . . . . .	109
6.10	Histogrammes de l'intensité pour différentes forces de turbulence après une correction optimale. Les courbes en pointillés représentent un ajustement à une loi log-normale . . . . .	110

6.11	Evolution de l'intensité et de la phase dans le plan de réception après une correction itérative optimale. De gauche à droite sont présentées les itérations numéro 1, 2, 5 et 14. Occultation centrale de 50%	111
6.12	Evolution de l'intensité et de la phase dans le plan de réception après une correction itérative optimale. De gauche à droite sont présentées les itérations numéro 1, 2, 5 et 14. Occultation centrale de 80%	111
6.13	Evolution de l'intensité pour une correction optimale sans turbulence en fonction de $D(1 - OC)$ (gauche) et de $\frac{D^2}{2}(1 - OC^2)$ (droite)	112
6.14	Répartitions typiques de l'intensité de réception après une correction optimale. De haut en bas : occultation centrale de 0%, 50% et 80%	113
6.15	Evolution de l'intensité moyenne après une correction itérative de phase et d'amplitude en fonction de l'occultation centrale	114
6.16	Evolution des fluctuations d'intensité en fonction de $d_c = 1 - OC$ .	114
6.17	Courbes d'iso-intensité dans le plan de réception : optimisation des paramètres du faisceau gaussien pour une correction sous-optimale	116
6.18	Optimisation des paramètres du faisceau gaussien pour une correction itérative de phase. Gauche : Power in the Bucket (PIB) moyen, droite : fluctuations d'intensité normalisées.	117
6.19	Influence de la correction itérative sous-optimale de phase. Haut : image courte pose sans correction, bas : image courte pose avec correction de phase après 10 itérations	118
6.20	Efficacité de la correction de phase itérative. Droite : fluctuations d'intensité normalisée en fonction des itérations	119
6.21	Evolution du BER moyen en fonction de l'intensité moyenne reçue. Pointillés : sans correction, traits pleins : correction sous-optimale	120
6.22	Efficacité de la correction sous-optimale de phase en fonction du diamètre des télescopes pour différentes forces de turbulence. Gauche : PIB moyen, droite : fluctuations d'intensité normalisées	121
6.23	Gain apporté par la correction itérative de phase en fonction du diamètre des télescopes pour différentes forces de turbulence. Gauche : gain de PIB moyen, droite : gain en fluctuations d'intensité normalisées	122
6.24	Histogrammes du PIB pour différentes forces de turbulence après une correction sous-optimale. Les courbes en pointillés représentent un ajustement à une loi log-normale	123
7.1	Schéma de principe de la correction de phase sur faisceau sonde contra-propagatif	126
7.2	Géométrie du faisceau sonde $U_s$ , du faisceau télécom $U_{1 \rightarrow 2}$ et l'impact de la position de la turbulence par rapport aux télescopes sur le faisceau télécom	128
7.3	Optimisation des paramètres du faisceau gaussien pour une correction de phase parfaite sur faisceau contra-propagatif. Gauche : PIB moyen, droite : fluctuations d'intensité normalisées	128
7.4	Influence de la correction de phase parfaite. Haut : image courte pose sans correction, bas : image courte pose avec correction de phase	129

7.5	Evolution de la qualité de correction pour une correction de phase sur faisceau contra-propagatif en fonction de la force de la turbulence et de la taille de la pupille. Gauche : Power in the Bucket moyen, droite : fluctuations d'intensité normalisées. . . . .	130
7.6	Géométrie de l'analyseur de surface d'onde et empreinte de la pupille avec zone des sous-pupilles désactivées . . . . .	132
7.7	Influence de la force de turbulence sur les imagerie SH non bruitées pour une occurrence de turbulence . . . . .	133
7.8	Qualité de correction en fonction de la dimension du waist du faisceau gaussien pour une correction de phase sur faisceau contra-propagatif. Gauche : Power in the Bucket moyen, droite : fluctuations d'intensité normalisées . . . . .	134
7.9	Evolution de la qualité de la correction de phase sur faisceau contra-propagatif en fonction de la force de la turbulence et de la taille de la pupille. Gauche : Power in the Bucket moyen, droite : fluctuations d'intensité normalisées. Correction des 38 premiers modes de Zernike . . . . .	135
7.10	Gain apporté par la correction de phase sur faisceau contra-propagatif en fonction de la force de la turbulence et de la taille de la pupille. Gauche : Power in the Bucket moyen, droite : fluctuations d'intensité normalisées . . . . .	135
7.11	Schéma de principe de la correction de phase sur faisceaux multi-sondes contra-propagatifs . . . . .	136
7.12	Répartition des faisceaux sondes. . . . .	137
7.13	Volume de turbulence commun à chaque faisceau sonde . . . . .	138
7.14	Influence des faisceaux multi-sondes sur la qualité de correction . . . . .	139
7.15	Efficacité de la correction en fonction du rayon $R_c$ du cercle des faisceaux sondes (en mètre) pour différents cas de $SNR$ et de force de turbulences . . . . .	140
7.16	Histogramme du flux collecté en fonction de l'écartement des sources et de la force de la turbulence . . . . .	141
7.17	Influence du nombre de modes de Zernike corrigés. Gauche : Power in the Bucket (PIB) moyen, droite : fluctuations d'intensité normalisées . . . . .	141
7.18	Gain relatif de la correction par OA en fonction du nombre de modes de Zernike corrigés. Gauche : Power in the Bucket (PIB) moyen, droite : fluctuations d'intensité normalisées . . . . .	142
7.19	Empreinte de la pupille sur un écran de phase lorsque le vent transverse modifie la répartition des perturbations de phase le long du trajet de propagation entre le temps $t_0$ de la mesure des perturbations et le temps $t_1$ d'application de la correction	143
7.20	Influence de l'erreur temporelle sur le PIB moyen et les fluctuations d'intensité. Haut : correction du tip-tilt uniquement, bas : correction des 35 premiers modes de Zernike . . . . .	144
7.21	Efficacité et gain de la correction de phase itérative en fonction du diamètre des télescopes pour différentes forces de turbulence. Traits pleins : correction sur 38 Zernike, pointillées : pas de correction. Gauche : PIB, droite : fluctuations d'intensité normalisées . . . . .	145

7.22	Evolution de la fonction densité de probabilité en fonction de la taille de la pupille pour différentes forces de la turbulence. Correction itérative de phase par reconstruction de la phase par ASO-SH . . . . .	146
7.23	Vitesse du vent transverse en fonction de la fréquence d'échantillonnage de la boucle d'optique adaptative pour différentes valeurs de déplacements . . . . .	146
7.24	Evolution de l'intensité moyenne (gauche) et des fluctuations d'intensité normalisées (droite) après une correction itérative de phase. Déplacement lié au vent transverse, traits pleins : $d_1 = 0.78$ cm par itération, pointillés : $d_2 = 1.56$ cm par itération et tirets : $d_3 = 3.91$ cm par itération . . . . .	147
8.1	Géométrie du miroir segmenté avec $7 \times 7$ segments pilotés en piston uniquement avec un coefficient de couplage nul . . . . .	151
8.2	Influence de l'algorithme de Vellekoop sur l'intensité moyenne $\langle I \rangle$ (gauche) et sur les fluctuations d'intensité $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$ (droite) en fonction du nombre d'itérations et du $C_n^2$ . . . . .	152
8.3	Schéma de l'architecture hiérarchique . . . . .	155
8.4	Algorithme du simplexe hiérarchique : influence de la force de turbulence sur l'intensité moyenne $\langle I \rangle$ (gauche) et sur les fluctuations d'intensité $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$ (droite) en fonction du nombre d'itérations . . . . .	155
8.5	Illustration de l'efficacité de la correction par SPGD. Gauche : avant correction, droite : après convergence. Haut : courte pose, bas : longue pose . . . . .	158
8.6	Evolution typique de l'intensité intégrée en cours d'optimisation . . . . .	158
8.7	Efficacité de la correction SPGD en fonction de la force de la turbulence. Gauche : intensité moyenne, droite : fluctuations d'intensité normalisées . . . . .	159
8.8	Répartitions d'intensité (différentes réalisations de turbulence) après convergence du SPGD . . . . .	160
8.9	Courbes d'intensité moyenne et de fluctuations d'intensité en fonction du nombre d'itérations pour une correction par SPGD. L'occultation centrale est de 50 pourcent . . . . .	161
8.10	Correction de type SPGD en présence de vent continu. De bas en haut, la vitesse du vent augmente . . . . .	162
8.11	Efficacité de la correction en fonction de la vitesse du vent. Tirets : sans correction ; traits pleins : avec correction . . . . .	163
8.12	Courbes d'intensité moyenne et de fluctuations d'intensité en fonction du nombre d'itérations pour une correction par SPGD et différents niveaux de bruit . . . . .	164
8.13	Haut : optimisation de l'intensité par SPGD avec (trait plein) et sans (tirets) initialisation de phase avec la phase géométrique. Bas : optimisation de l'intensité par SPGD avec (trait plein) et sans (tirets) initialisation de phase par la phase dans la pupille d'émission . . . . .	166
9.1	Schéma de principe de l'utilisation de deux miroirs déformables $MD_1$ et $MD_2$ , pour le pilotage de la phase et de l'amplitude dans le plan de la pupille $P$ . . . . .	171
9.2	Illustration de l'utilisation de deux miroirs de tip-tilt pour le déplacement du faisceau puis sa correction de phase . . . . .	172



9.3	Illustration de la répartition d'intensité dans le plan de réception avec position d'émission du faisceau à l'itération suivante . . . . .	172
9.4	Répartition d'intensité dans le plan du télescope $T1$ . De haut en bas : correction optimale, correction sous-optimale de phase, correction du tip-tilt avec recentrage de faisceau . . . . .	174
9.5	Evolution de l'intensité moyenne (gauche) et des fluctuations d'intensité normalisées (droite) en fonction de la taille du faisceau d'émission dans le cas de la correction de deux tip-tilt par télescope . . . . .	175
9.6	Schéma de principe du calcul du champ dans la pupille après correction . . . . .	176
9.7	Evolution du PIB moyen (gauche) et des fluctuations d'intensité (droite) en fonction du nombre d'éléments de correction et de la force de la turbulence . . . . .	177
9.8	Evolution du PIB moyen (gauche) et des fluctuations d'intensité (droite) en fonction du nombre d'éléments de correction et de la force de la turbulence . . . . .	178
9.9	Evolution du PIB moyen (gauche) et des fluctuations d'intensité (droite) en fonction du nombre d'itérations, de la force de la turbulence et du nombre de points d'action de phase et d'amplitude . . . . .	179
9.10	Efficacité de la correction optimale en fonction de l'itération. Gauche : PIB moyen en fonction des itérations. Droite : fluctuations d'intensité normalisées en fonction des itérations . . . . .	180
9.11	Efficacité de la correction optimale en fonction du diamètre des télescopes pour différentes forces de turbulence et deux longueurs d'onde. Traits pleins : correction optimale, pointillés : pas de correction. Gauche : PIB, droite : fluctuations d'intensité normalisées . . . . .	181
9.12	Evolution de la fonction densité de probabilité de l'intensité en fonction de la taille de la pupille, de la force de la turbulence et de la correction. Haut : pas de correction ; bas : correction optimale . . . . .	183
9.13	Evolution du PIB moyen (gauche) et des fluctuations d'intensité (droite) en fonction du nombre d'éléments de correction de phase et d'amplitude et de la force de la turbulence . . . . .	184
9.14	Evolution du PIB moyen (gauche) et des fluctuations d'intensité (droite) en fonction du nombre d'éléments de correction de phase et d'amplitude et de la force de la turbulence . . . . .	184
9.15	Evolution du PIB moyen (gauche) et des fluctuations d'intensité (droite) en fonction du nombre d'itérations, de la force de la turbulence et du nombre de points d'action de phase et d'amplitude. Pupille carrée de $D \simeq 49$ cm et $\lambda = 4 \mu\text{m}$ . . . . .	185
9.16	Schéma de principe du pilotage en phase et en amplitude de deux champs complexes à partir d'une seule source cohérente . . . . .	186
9.17	Schéma de principe du pilotage en phase et en amplitude de $n$ champs complexes à partir d'une seule source . . . . .	187
9.18	Schéma de principe de la correction de phase et d'amplitude grâce à une injection dans des fibres optiques monomodes . . . . .	188
9.19	Illustration de la configuration des pupilles . . . . .	189

---

9.20	Illustration de l'intensité reçue après propagation dans le plan de la pupille de réception avant et après correction . . . . .	189
9.21	Résultats de simulations sans turbulence pour des pupilles faisant chacune $d = 3$ cm (gauche), $d = 2$ cm (centre) et $d = 1$ cm (droite) . . . . .	190
9.22	Diffraction d'un réseau ligné plan sur une distance de $L = 10$ km avec $a = 1$ cm, $p = 1.25$ cm et $N = 30$ . . . . .	191
9.23	Gauche : répartition d'intensité dans le plan de réception. Droite : coupe de la répartition d'intensité passant par l'axe optique . . . . .	192
9.24	Résultats de simulation pour une matrice de pupilles faisant chacune $d = 1$ cm de diamètre . . . . .	193
9.25	Résultats de simulation pour une matrice de pupilles faisant chacune 2 cm de diamètre . . . . .	195
9.26	Résultats de simulation pour une matrice de pupilles faisant chacune 3 cm de diamètre . . . . .	196
9.27	Illustration de la configuration des pupilles dans le plan de réception. Gauche : pupilles jointives, droite : pupilles disjointes . . . . .	197
9.28	Résultats de simulations pour une matrice de 100 pupilles faisant chacune soit $d = 1$ cm, soit $d = 2$ cm de diamètre avec $D = 20$ cm et $D = 30$ cm . . . . .	198
9.29	Configuration à pupille lacunaire . . . . .	199

## Table des acronymes et abréviations

### Tableau des paramètres physiques :

Nom	Définition
$C_n^2$	Constante de structure de l'indice réfraction
$D$	Diamètre du télescope
$\mathcal{F}_d(x, y)$	Propagateur de Fresnel sur une distance d
$\mathcal{G}_{1 \rightarrow 2}$	Propagation à travers la turbulence du point 1 au point 2
$I$	Intensité ou irradiance
$J$	Fonction objectif
$\lambda$	Longueur d'onde
$L_F$	Distance de Fresnel ( $\sqrt{\lambda L}$ )
$L$	Longueur total de propagation
$l_0$	Echelle interne de la turbulence
$L_0$	Echelle externe de la turbulence
$\mathcal{P}$	Pupille du télescope
$r_0$	Paramètre de Fried
$\rho_0$	Distance de cohérence de l'onde électromagnétique
$\sigma_R^2$	Variance de Rytov ( $1.23k^2 C_n^2 L^{11/6}$ )
$V_{\perp}$	Vitesse du vent transverse
$W_x$	Densité spectrale de puissance 3D de la variable x
$z$	Distance dans le plan transverse à la direction de propagation
$\psi$	Champ électromagnétique complexe
$\varphi$	phase du champ électromagnétique
$\chi$	log-amplitude du champ électromagnétique

**Tableau des abréviations :**

Nom	Définition
APD	Avalanche photodiode
ASO	Analyseur de surface d'onde
BP	Bande passante
BPPM	Binary Pulse Position Modulation
BER	Bit Error Rate
BLA	Boucle Locale Alternative
CDG	Centre de gravité
CLA	Couche limite atmosphérique
DSP	Densité Spectrale de Puissance
D-SPGD	Decoupled Stochastic Parallel Gradient Descent
$f_e$	Fréquence d'échantillonnage
FSO	Free-Space Optics (voir LOA)
FORTUNE43G	Free Space Optical Receiver and Transmitter UNit Evaluation for 3G
FoV	Field of view
FW	Full-wave
FWHM	Full Width at Half Maximum
IDL	Interactive Data Language
IR	Infrarouge
LOA	Liaison Optique Atmosphérique (voir FSO)
MD	Miroir Déformable
OA	Optique Adaptative
ONERA	Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales
OOK	On-Off Keying
PIB	Power In the Bucket
PILOT	Propagation and Imaging, Laser, and Optics through Turbulence
PDF	Power Density Function
PO	Phase Only
PPM	Pulse Position Modulation
RTC	Real Time Computer
SH	Shack-Hartmann
SNR	Signal to Noise Ratio (rapport signal à bruit)
SPGD	Stochastic Parallel Gradient Descent
$T_1$	Télescope numéro 1 de la LOA
$T_2$	Télescope numéro 2 de la LOA



# Introduction générale

*La maturité de l'homme, c'est d'avoir retrouvé le sérieux qu'on avait au jeu quand on était enfant.*

*“Par-delà le bien et le mal”  
Friedrich Nietzsche*

La simplicité de mise en œuvre des communications optiques en espace libre, son faible coût par rapport aux liaisons fibrées, ainsi que les capacités importantes en termes de débit, contribuent à la mise en œuvre de tels systèmes de communication. Pour autant, lorsque que la distance de propagation augmente, les turbulences atmosphériques détériorent la qualité de la liaison. En effet, celles-ci font apparaître des mouvements aléatoires du faisceau laser, un élargissement et la scintillation qui perturbent les communications. Malgré les avantages que peuvent apporter les liaisons optiques en espace libre, les perturbations introduites par l'atmosphère limitent à la fois les distances de propagation et le débit.

Il faut attendre 1953 pour voir apparaître le premier concept de correction de la turbulence atmosphérique par optique adaptative [Babcock-a-53], permettant l'amélioration des images astronomiques. Les difficultés techniques de l'époque, notamment en termes de puissance de calcul des ordinateurs, retardent la généralisation de ce principe de correction, qui aujourd'hui équipe les principaux télescopes mondiaux. L'exploration du système solaire, ainsi que les ambitions de communication avec les engins spatialisés, ont motivé, notamment avec le projet d'initiative de défense stratégique (SDI, ou 'guerre des étoiles'), la mise en œuvre de systèmes de transmission de données entre le sol et l'espace. La bande passante, la puissance et l'encombrement sont des caractéristiques essentielles de ces systèmes. Les télécommunications par laser permettent d'atteindre ces objectifs exigeants. Dans le cadre des télécommunications laser en espace libre, la turbulence atmosphérique a pour effet notable, de diminuer le flux moyen reçu jusqu'à l'absence totale de signal et ceci avec une grande variabilité temporelle. Cela entraîne un taux d'erreur beaucoup plus important qu'en l'absence de turbulence, et qui devient incompatible avec les objectifs classiques d'une liaison en termes de débit, taux d'erreur et permanence du lien. On peut réduire ces effets en utilisant le concept de l'optique adaptative (OA) qui consiste à mesurer les perturbations de phase et les compenser par le biais d'un miroir déformable. La correction par OA a pour objectif de concentrer et de stabiliser le flux au niveau du télescope de réception. Fante [Fried-a-72, Fante-p-75] est l'un des premiers à proposer l'optique adaptative pour résoudre ce problème dans le cadre de la transmission d'information entre sol et espace. Cette technique est particulièrement adaptée à ce cas particulier de communication, car les perturbations atmosphériques sont proches du télescope au sol et se résument à des modifications de la phase du champ

électromagnétique. L'utilisation d'un miroir déformable permet la correction de ces défauts de phase.

Dans le cadre des propagations horizontales (imagerie ou télécommunications laser), la turbulence est distribuée le long du trajet optique. Des solutions de correction de ces effets par optique adaptative ont été développées [Primmerman-a-95, Vorontsov-a-97]. L'utilisation d'un seul miroir déformable n'est toutefois plus suffisante et l'exploitation de plusieurs miroirs peut alors être envisagée pour corriger phase et amplitude du champ [Primmerman-a-95]. Malheureusement, les effets diffractifs rendent la mise en œuvre du pilotage du deuxième miroirs délicate. L'approche linéaire de la commande n'est plus adaptée à la correction. Tout d'abord, lorsque les perturbations de phase distribuées dans le volume sont suffisamment fortes, les fluctuations d'amplitude du champ qui apparaissent perturbent les mesures de surface d'onde [Mahe-p-00, Voitsekhovich-a-01]. De plus, il apparaît des discontinuités dans la phase du champ [Fried-a-92], rendant la correction par la surface continue des miroirs déformables problématique.

Afin de dissocier l'élaboration de la commande et la correction elle-même, nous limitons, dans un premier temps, notre étude à une approche théorique de correction de la phase et de l'amplitude du champ. C'est ainsi que j'ai commencé par étudier au chapitre 6, l'approche de Barchers [Barchers-a-02-a, Barchers-a-02-b], consistant à parvenir de manière itérative à la solution, qu'il qualifie d'optimale. Il a proposé un principe de correction et l'a évalué dans le cadre des faibles perturbations. Ces travaux suggèrent que la troncature par la pupille du télescope a une répercussion majeure sur l'amplitude du champ corrigé à grande distance du télescope d'émission. Afin de comprendre les performances de la correction optimale dans le cadre d'une propagation horizontale, nous utilisons un modèle de propagation à multiples couches turbulentes. Les travaux de Barchers sont caractérisés, dans un cadre plus large (faibles et fortes perturbations) vis-à-vis des critères de FSO. Les résultats obtenus vont servir de référence pour tester les autres approches étudiées. Grâce à la correction optimale, nous étudions l'impact de la troncature sur une propagation laser mettant en place l'approche optimale pour différents régimes de propagation. Les régimes de propagation se distinguent par la force des perturbations de phase que subit le faisceau laser pendant la propagation. Pour comprendre les limitations de l'approche et envisager la correction limitée à la phase, nous nous plaçons dans un cas d'une correction qualifiée de sous-optimale. Cette approche [Barchers-a-02-b] s'inspire de la correction itérative optimale en limitant l'application de la correction uniquement à la phase de l'onde.

La seconde partie de la problématique porte sur l'étude et la comparaison des corrections optimale et sous-optimale avec les approches classiques d'optique adaptative. Ces corrections sont limitées à la correction de la phase du champ. Deux grandes catégories d'élaboration de la commande à appliquer au miroir déformable s'affrontent. La première, étudiée au chapitre 7, s'appuie sur une formulation linéaire de la relation entre perturbations de phase créées par l'atmosphère et mesure de celles-ci par un analyseur de surface d'onde [Fried-a-72, Fante-p-75]. Malheureusement, cette approche est limitée dans le cadre des propagations endo-atmosphériques de longue distance où les fluctuations d'amplitude ne peuvent plus être négligées. Nous étudions l'apparition de cette limitation et proposons une solution simple permettant de s'affranchir partiellement de celle-ci. La deuxième méthode repose sur une élaboration itérative de la commande du miroir déformable de type optimisation de critère [Buffington-a-77, Omeara-a-77, Vorontsov-a-97]. Cette approche, ne s'appuyant pas sur la mesure de front d'onde, présente l'avantage de ne pas

être sensible à la scintillation. Dans le chapitre 8, nous étudions l'influence de l'algorithme sur la qualité de correction ainsi que sur la vitesse de convergence.

Nous montrons (chapitres 7 et 8) que dans la plupart des conditions de turbulence d'intérêt pour les liaisons de télécommunication en espace libre, la limitation de la correction à la phase seule restreint fortement la qualité de la liaison. Cette restriction nous amène à étudier au chapitre 9, la réalisation pratique d'une correction optimale permettant de précompenser la phase et l'amplitude du champ émis. L'implémentation de la correction pose la question de l'échantillonnage spatial du champ. Plusieurs approches ont été proposées [Primmerman-a-95, Yu-a-04] pour moduler la phase et l'amplitude mais l'élaboration de la mesure et de la commande reste posée. Nous proposons dans ce chapitre, une solution pratique de mise en œuvre de la mesure et de la commande afin de réaliser une correction de phase et d'amplitude.





# **Première partie**

## **Contexte**



# Chapitre 1

## Les liaisons optiques en espace libre

### Sommaire

---

<b>1.1 Les communications optiques</b> . . . . .	<b>25</b>
1.1.1 Historique des télécommunications optiques . . . . .	25
1.1.2 Principe et caractéristiques des liaisons optiques atmosphériques . . . . .	27
1.1.3 Défis des liaisons optiques en espace libre . . . . .	29
<b>1.2 Les liaisons optiques endo-atmosphériques</b> . . . . .	<b>29</b>
1.2.1 Les LOA courte distance . . . . .	29
1.2.2 Les LOA longue distance . . . . .	30
1.2.3 Choix de la longueur d'onde . . . . .	30
1.2.4 Modulation . . . . .	31
1.2.5 Le projet Fortune43G . . . . .	31

---

Ce premier chapitre introduit brièvement le cadre dans lequel ce manuscrit s'inscrit. Il a pour objectif de mettre en perspective les travaux présentés en les inscrivant dans le contexte plus large des télécommunications optiques en espace libre. Nous présentons, dans un premier temps, un historique succinct des liaisons optiques atmosphériques (LOA) ainsi que les propriétés générales de ce type de liaison. Afin de spécifier le cadre de ce manuscrit et les défis imposés par la nature du canal de propagation, c'est-à-dire l'atmosphère terrestre, nous présentons, dans un second temps, les liaisons s'effectuant avec des lignes de visées horizontales et proches du sol : les liaisons endo-atmosphériques.

## 1.1 Les communications optiques

### 1.1.1 Historique des télécommunications optiques

Il est hors de la portée de ce manuscrit de faire un historique complet des techniques que l'Homme a pu mettre en place afin d'établir des communications en utilisant des signaux optiques. Cependant, certaines avancées techniques suffisamment marquantes doivent être mentionnées, car elles renferment le principe des réseaux actuels de LOA. Il en est ainsi du télégraphe

optique aérien de Claude Chappe basé sur le principe des sémaphores [Bouchet-1-04]. En 1844, on compte plus de 500 tours de Chappe reliant les plus importantes villes Françaises, créant l'un des tous premiers réseaux de communication optique.

Le télégraphe optique de Mangin peut quant à lui être présenté comme un exemple de système précurseur des systèmes de télécommunications optiques en espace libre actuels. Il reste en de nombreux points similaires aux systèmes modernes. Le télégraphe optique de Mangin (cf. figure 1.1) utilise une lampe à pétrole comme source de lumière permettant de créer un faisceau de lumière parallèle et un obturateur qui transmet les données grâce au code Morse. Une lunette sert à l'alignement des appareils et à la réception des messages.

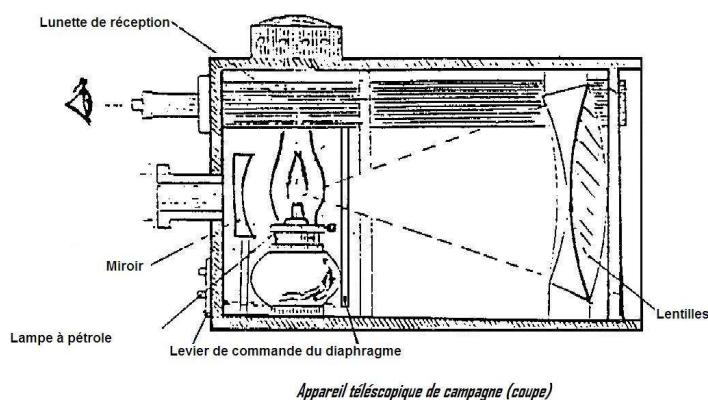


FIGURE 1.1 – Télégraphe optique de Mangin (source : <http://fortdebourlemont.fr>).

Avec l'invention du photophone en 1880 (cf. figure 1.2), Alexandre Graham Bell [Bell-a-1880] démontre l'efficacité de l'utilisation d'un signal optique (ici le rayonnement solaire) pour transmettre de l'information, la voix, en utilisant la modulation d'intensité. La distance sur laquelle il établit la liaison est de 200 m [Killinger-a-02]. La variabilité de la source lumineuse (le soleil) et la courte distance de propagation limitée par la faible sensibilité du système de détection auront raison de son invention.

La communauté scientifique essaye, depuis les années 1960 et l'invention du laser, de mettre en place des communications en espace libre en utilisant un signal optique pour établir un lien de transmission en ligne de visée directe. Les premières applications sont développées pour des liaisons vers des satellites [Lucy-a-68, Lipsett-a-69]. Malheureusement, la durée de vie limitée des lasers, leur encombrement et leur puissance lumineuse insuffisante provoquent le déclin rapide de l'intérêt envers cette technologie.

L'apparition, dans les années 1980, des lasers à semi-conducteur ayant une durée de vie importante, un encombrement réduit et un rendement élevé, contribue à l'émergence des programmes de communication laser de la part de l'Europe et des Etats-Unis [Begley-p-02]. Les lasers, étant des sources directives à fortes puissances, permettent de travailler avec des rapports signal-à-bruit (SNR) élevés dès lors qu'il sont associés à des détecteurs modernes, ce qui faisait

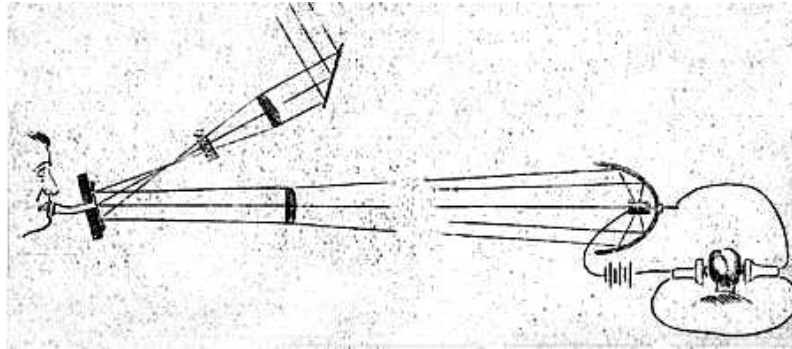


FIGURE 1.2 – Représentation schématisée du photophone de Graham Bell (figure empruntée à [Breguet-a-1880]). Sous l'influence de la parole, le miroir se déforme et module l'intensité lumineuse provenant du soleil arrivant à la réception. Le récepteur en sélénium voit sa résistance varier en fonction de l'intensité lumineuse reçue et permet de récupérer l'information.

défaut au photophone de Bell. Nous verrons, chapitre 3, que travailler avec des SNR élevés est la condition sine qua non pour atteindre des débits de communication élevés. De nombreux systèmes de télécommunications en espace libre (Free Space Optics, FSO) sont alors proposés pour de multiples scénarios : air-air, satellite-sous-marin, air-sous-marin, air-satellite ou satellite-satellite. Cependant, la plupart de ces projets sont abandonnés pour diverses raisons : temps de mise sur le marché (time to market) considéré comme trop long à cause du temps nécessaire au développement technologique, coût financier trop élevé, volonté politique de favoriser d'autres projets jugés prioritaires...

Depuis les années 1990, une forte demande en bande passante et la maturité technologique des composants développés pour les communications optiques fibrées relancent le développement des télécommunications en espace libre. Compte tenu des grandes variations de transmission induites par les conditions atmosphériques très changeantes (précipitations, aérosols, ...) et du besoin d'une grande disponibilité pour les applications visées, les premiers systèmes développés concernent des liaisons à courtes portées (typiquement quelques centaines de mètres).

### 1.1.2 Principe et caractéristiques des liaisons optiques atmosphériques

Les liaisons optiques atmosphériques (LOA) reposent sur la propagation de la lumière en espace libre pour transmettre de l'information entre deux points. Ces liaisons sont en général de type point à point, mais il existe également des liaisons point à multipoint. Les différents domaines d'applications des LOA (liaisons air-air, satellite-sous-marin, air-sous-marin, air-satellite, satellite-satellite, ...) ont un impact majeur sur leurs caractéristiques et leurs implantations. Il est, de ce fait, difficile d'avoir un discours général englobant l'ensemble des systèmes de LOA. Dans le reste du manuscrit nous considérons uniquement des LOA dans le cadre d'une liaison air-air en ligne de visée directe. La figure 1.3 présente schématiquement une liaison optique atmosphérique dans le cas d'une application point à point entre deux sites urbains. Les

LOA permettent de pallier les inconvénients d'une connexion type fibre optique, souvent longue et coûteuse à mettre en place. En outre, l'absence de la nécessité de licence, l'immunité aux inter-

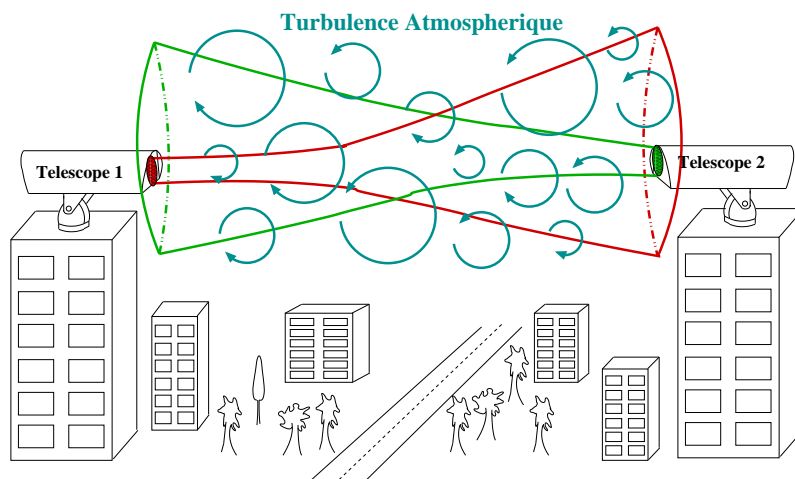


FIGURE 1.3 – Schéma de principe d'une liaison optique atmosphérique point à point en visibilité directe entre deux sites urbains. Les faisceaux de couleur verte et rouge représentent chacun une des deux voies d'une liaison.

férences ainsi qu'une sécurisation naturelle de la liaison (faisceau directif) pouvant fonctionner en full-duplex<sup>1</sup> et la possibilité d'atteindre des hauts débits de transmission sont des avantages supplémentaires par rapport aux communications hertziennes classiques.

De manière conceptuelle, une LOA ne diffère d'une liaison par optique guidée que par son canal de propagation. Dans le cas d'une optique guidée, le canal est constitué d'un coupleur émetteur-fibre, de la fibre et du coupleur fibre-récepteur. Dans le cas d'une LOA, le coupleur à l'émission est un système optique (souvent un télescope) qui envoie un faisceau dans l'espace libre. Après propagation dans l'atmosphère, ce faisceau est couplé avec un détecteur par l'intermédiaire d'un système optique de collection. Les LOA exigent donc une visibilité directe entre l'émetteur et le récepteur. De même que le choix de la longueur d'onde est fixé par le spectre d'absorption de la fibre dans le cas d'une optique fibrée, celui-ci est imposé, dans le cadre des LOA, par la nécessité de minimiser l'atténuation atmosphérique. Les fenêtres atmosphériques visibles ou proches infrarouge sont le plus souvent utilisées (cf. paragraphe 1.2.3).

En termes d'applications, les LOA jouent aujourd'hui un rôle de premier plan pour le dernier kilomètre de la boucle locale ('last mile'). De nombreuses autres applications sont envisagées : la télévision haut débit, les liaisons des infrastructures de la téléphonie mobile ou encore des liaisons haut débit temporaires (manifestations temporaires, catastrophes naturelles, ...). Ces applications requièrent aujourd'hui une augmentation de la portée des systèmes existants, l'augmentation de la distance entre émetteur et récepteur par rapport aux liaisons courtes portées.

1. Système de télécommunication où le signal est transmis dans les deux sens simultanément.

### 1.1.3 Défis des liaisons optiques en espace libre

Les nombreux avantages liés à l'utilisation de l'optique en espace libre sont à pondérer par la transmission aléatoire du canal de propagation [Bloom-a-03]. Celle-ci entraîne une complexification du système de communication. Les principales sources de variations de la transmission du canal de propagation sont :

- l'absorption et la diffusion par les aérosols et précipitations (pluie, brouillard, neige, grêle, ...) [Bouchet-l-04],
- les effets de la turbulence atmosphérique qui, comme on le verra dans la suite, sont susceptibles de faire varier la transmission à l'échelle de la milliseconde.

Les phénomènes de diffusion par les aérosols et d'absorption atmosphérique ne seront pas traités dans le cadre de ce manuscrit. Nous nous concentrons principalement sur l'influence de la distorsion des ondes optiques dans l'atmosphère, c'est-à-dire la turbulence atmosphérique. A ces deux sources fondamentales s'ajoute la difficulté technologique liée à la stabilisation des axes optiques des systèmes d'émission et à la réception du fait de possibles dérives mécano-thermiques ou de vibrations. En fonction de la configuration de la liaison et de l'application visée, l'une ou l'autre de ces sources peut devenir prépondérante.

## 1.2 Les liaisons optiques endo-atmosphériques

Ce manuscrit est consacré aux liaisons optiques endo-atmosphériques à ligne de visée horizontale. Ces liaisons constituent des liens de communication où émetteur et récepteur se situent à l'intérieur de l'atmosphère terrestre et où l'atmosphère perturbe la propagation des ondes électromagnétiques. Dans un premier temps, ce paragraphe se concentre sur les LOA courte et longue distance, présentant plusieurs applications récemment établies. Nous étudions, dans un second temps, l'importance de la longueur d'onde et discutons du type de modulation étudiée dans ce manuscrit. Finalement, nous présentons le cadre applicatif spécifique dans lequel s'inscrit ce manuscrit.

### 1.2.1 Les LOA courte distance

La majorité des systèmes terrestres développés jusqu'à présent se sont limités aux courte distance de propagation. Comme nous l'avons vu, ces configurations permettent de minimiser l'impact des facteurs environnementaux liés au canal de transmission. Dès 1995, certains auteurs [Eardley-p-95] proposent des liaisons haut débit de 1 Gbit/s pour des très courte distance (quelques dizaines de mètres). Afin d'illustrer la variété des systèmes étudiés on peut citer une application de type 'last mile' [Wakamori-a-07]. Elle est un exemple typique de système de LOA pour un réseau terrestre haut-débit actuellement en fonctionnement au Japon. De nombreuses sociétés (Shaktiware, AOptix, fSONA, CableFree, ...) proposent actuellement des systèmes commerciaux dont les distances de fonctionnement sont limitées entre 500 m et quelques kilomètres. Ceci démontre qu'il est possible d'établir des liaisons horizontales sur une courte distance à très haut débit. L'impact des aérosols, de la turbulence atmosphérique, des dérives



mécano-thermiques ou des vibrations reste limité pour ces distances de propagation. Ceci rend l'élaboration des systèmes de LOA courte distance possible pour des télescopes de petites tailles n'implantant pas de système complexe de correction telle que l'optique adaptative.

### 1.2.2 Les LOA longue distance

Certaines applications nécessitent toutefois l'établissement de liaisons optiques sur de plus grandes distances (par ex. les liaisons de la côte vers un navire en mer, entre navires, les liaisons temporaires ou rurales). Une étude d'une liaison de 61 km [Giggenbach-p-02] démontre l'importance des perturbations par la turbulence atmosphérique sur une LOA. Cette expérience bénéficie d'une part d'une distribution favorable de turbulence, car l'émetteur se situe sur le sommet d'une montagne où la turbulence atmosphérique est moins forte. D'autre part, le système dispose de plusieurs émetteurs permettant l'atténuation des effets de la turbulence. L'augmentation de la distance de propagation des LOA terrestres introduit d'avantage de perturbations liées aux turbulences atmosphériques et au pointage. Afin de circonvenir ces problèmes et d'atteindre des hauts débits de transfert de données, il est possible d'augmenter la taille des récepteurs (télescopes). Toutefois, ceci peut conduire à des télescopes de très grandes tailles (quelques mètres de diamètres) souvent incompatibles avec des applications de type commerciales. Ainsi, des solutions innovantes sont nécessaires afin de réduire l'impact de la turbulence. L'optique adaptative, déjà appliquée dans le cadre de l'astronomie pour la réduction des effets de la turbulence, apparaît, de manière naturelle, comme une solution envisageable. Une communication entre deux montagnes des îles de l'archipel d'Hawaii sur une distance de 150 km a récemment été démontrée [Young-p-07] utilisant un système d'optique adaptative. Les problèmes liés à la turbulence atmosphérique sont toutefois très limités à ces altitudes ( $\approx 3000$  m) et ne sont pas représentatifs d'une liaison optique classique de plus basse altitude. Une communication à basse altitude au-dessus de la baie de Chesapeake (Maryland, Etats-Unis) [Plett-t-07] a également été mis en place sur une distance de 16 km. Cette liaison utilise la modulation de miroirs rétro-réfléchissants pour transmettre les données ne permettant pas d'atteindre un débit supérieur à quelques Mbit/s.

### 1.2.3 Choix de la longueur d'onde

Le choix de la longueur d'onde est un paramètre important des liaisons optiques atmosphériques. Dans les fenêtres de transmission, les grandes longueurs d'ondes (infrarouge lointain) possèdent une meilleure transmission atmosphérique que les plus faibles longueurs d'ondes [Hutchinson-l-08], quelles que soient les conditions météorologiques. De surcroît, plus la longueur d'onde est grande, plus la dégradation par la turbulence atmosphérique est faible. Nous verrons au chapitre 4.1 que la paramètre de Fried, permettant de caractériser la force des perturbations, est proportionnel à  $\lambda^{6/5}$ .

Toutefois, il n'existe pas de fenêtre de transmission à toutes les longueurs d'ondes. Par ailleurs, pour faire une transmission de télécommunications, il est nécessaire d'avoir des systèmes électroniques qui puissent fonctionner à un débit de transmission de données important ( $\approx$  Gbit/s) à la fois au niveau de la source et du détecteur. De nombreux systèmes électroniques

ont été développés pour les télécommunications fibrées pour des longueurs d'onde aux alentours d'une part de  $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$  et d'autre part de  $1.5 \mu\text{m}$ . Les technologies à ces longueurs d'onde sont aujourd'hui matures. Pour ces raisons (transmission atmosphérique, impact de la turbulence, maturité technologique), les systèmes actuels favorisent l'infrarouge proche, principalement  $\lambda = 850 \text{ nm}$  et  $1.5 \mu\text{m}$ .

Des transmissions optiques dans le moyen infrarouge ( $3 - 5 \mu\text{m}$ ) [Prasad-l-08] voire dans l'infrarouge lointain vers  $10 \mu\text{m}$  sont envisagées [Hutchinson-l-08, Manor-a-03]. L'infrarouge lointain a l'avantage de présenter un taux de pénétration de 2 à 10 fois supérieur à l'infrarouge proche dans le brouillard [Achour-a-03]. Toutefois, les contraintes sur les systèmes électroniques au niveau de la source et du détecteur rendent l'élaboration de LOA à ces longueurs d'ondes problématique.

### 1.2.4 Modulation

La grande majorité des systèmes actuels s'appuie sur les technologies de sources modulées, détecteurs et démodulateurs, développées pour les communications optiques par optique guidée. Les systèmes FSO utilisent classiquement la modulation OOK, qui est largement utilisée par ailleurs pour les télécommunications dans les fibres optiques. Il existe, toutefois, d'autres types de modulation tel que le Pulse Position Modulation (PPM) [Wright-a-08]. La modulation PPM semble plus efficace énergétiquement que la modulation OOK [Xu-p-09] car la modulation OOK requiert plus d'énergie moyenne pour atteindre le même taux d'erreur. Toutefois, la modulation PPM requiert une plus grande bande passante et nécessite une synchronisation à la réception plus difficile [Wilson-p-05]. Nous nous limitons dans la suite du manuscrit au cas de la modulation OOK.

### 1.2.5 Le projet Fortune43G

La société Shaktiware a lancé, en septembre 2008, en collaboration avec l'Onera, OKO Tech et Turkcell le projet Fortune43G. Son objectif est la réalisation d'un système de télécommunication laser haut débit entre deux stations fixes distantes d'une dizaine de kilomètres. Le but est à terme de proposer une technologie de transmission en espace libre permettant des communications supérieures au Gbits. L'extension des FSO aux longue distance va permettre la diffusion de cette technologie dans les réseaux sans-fil pour les déploiements de boucles locales alternatives (BLA) ou des infrastructures de téléphonie mobile. Une des applications visées est également le développement d'un système de communication à haut débit pouvant être déployé rapidement pour pallier l'indisponibilité des réseaux de communication locaux suite à une catastrophe naturelle comme, par exemple, les tremblements de Terre [Aljada-p-06].

Dans le cadre du projet, la longueur d'onde des télécommunications est fixée à  $1.5 \mu\text{m}$ . Elle correspond à une fenêtre atmosphérique et reste la longueur d'onde de prédilection des communications basées sur la technologie fibrée. A cette longueur d'onde et pour cette distance de propagation, les effets de la turbulence atmosphérique ne peuvent pas être négligés. C'est pourquoi ce système inclut une optique adaptative. L'encombrement global du système est un problème majeur du projet : le diamètre des télescopes est limité à 30 cm. Des essais terrains sont prévus

courant été 2010 pour valider l'étude de dimensionnement préalable. Le projet Fortune43G doit aboutir fin 2010 au développement d'un système complet de LOA avec optique adaptative. Les conditions de propagation définies par ce projet serviront de cadre applicatif aux études menées dans cette thèse.

# Chapitre 2

## Propagation optique à travers la turbulence

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>La turbulence atmosphérique</b>	<b>34</b>
2.1.1	Le phénomène physique	34
2.1.2	L'indice de réfraction de l'air	35
<b>2.2</b>	<b>Propagation optique en milieu turbulent</b>	<b>37</b>
2.2.1	Les équations de propagation d'une onde électromagnétique	38
2.2.2	Cohérence spatiale du champ propagé	39
2.2.3	Les faibles perturbations : résolution analytique de l'équation d'Helmholtz	40
2.2.4	Les fortes perturbations	44
2.2.5	Simulation de la propagation par la méthode des écrans de phase	45
<b>2.3</b>	<b>Effets de la turbulence sur la propagation laser</b>	<b>48</b>
2.3.1	Propriétés et conventions des faisceaux gaussiens	48
2.3.2	Effet de la turbulence sur la propagation	49
<b>2.4</b>	<b>Conditions nominales</b>	<b>56</b>

---

Les travaux présentés dans ce manuscrit sont motivés par la correction par optique adaptative des effets optiques de la turbulence atmosphérique sur une liaison en espace libre. Ce chapitre est dédié à la description des perturbations causées par la turbulence atmosphérique. Dans un premier temps, nous présentons le phénomène physique de la turbulence puis nous introduisons les grandeurs caractéristiques qui sont utilisées pour décrire les effets optiques de la propagation à travers la turbulence. Nous abordons ensuite la modélisation de la propagation et en particulier les régimes de faibles et fortes perturbations. Dans un second temps, nous montrons les effets de la turbulence atmosphérique sur la propagation laser. La propagation laser de faisceau gaussien servira de modèle de faisceau dans le cadre des liaisons optiques atmosphériques.

## 2.1 La turbulence atmosphérique

Après une présentation du phénomène physique à l'origine des perturbations optiques (§2.1.1), nous nous intéresserons aux caractéristiques statistiques des fluctuations d'indice de réfraction engendrées par la turbulence atmosphérique (§2.1.2).

### 2.1.1 Le phénomène physique

L'atmosphère terrestre est un mélange de gaz soumis d'une part au rayonnement solaire, et d'autre part aux transferts radiatifs provenant du sol. Le cisaillement de l'atmosphère par le vent produit des mouvements d'air turbulents. D'après Kolmogorov [Kolmogorov-a-41], l'énergie cinétique de ces tourbillons est transmise à des tourbillons de plus en plus petits (théorie des cascades d'énergie) jusqu'à dissipation par frottements visqueux. Le schéma 2.1 illustre le processus de cascade d'énergie. Ces mouvements de l'air produisent des inhomogénéités. La statistique des inhomogénéités de l'indice de réfraction suit la statistique des inhomogénéités de température. On peut montrer [Obukhov-a-49] que cette statistique est gouvernée par la loi de Kolmogorov des cascades d'énergies.

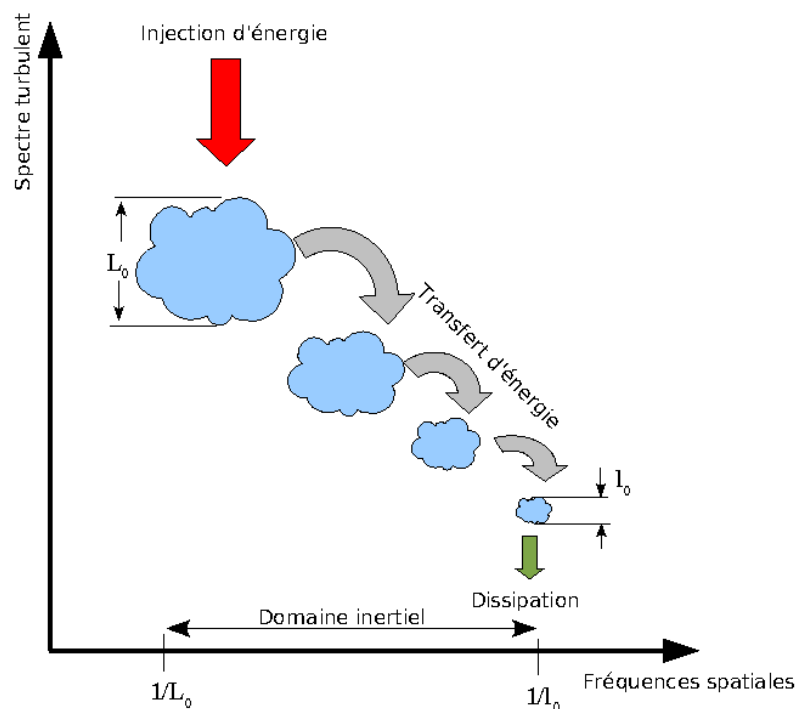


FIGURE 2.1 – Schéma du processus de cascade d'énergie et de la division des cellules de turbulence dans l'atmosphère (schéma adapté de [Wheelon-1-01]).

## 2.1.2 L'indice de réfraction de l'air

### 2.1.2.1 Les fluctuations de l'indice de réfraction

Considérons la différence entre la valeur  $n(\mathbf{r})$  en un point  $\mathbf{r}$  et la valeur  $n(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho})$  en un point éloigné d'une distance  $\boldsymbol{\rho}$ . Les vecteurs  $\mathbf{r}$  et  $\boldsymbol{\rho}$  représentent respectivement une position et une distance de séparation dans un espace à trois dimensions.

Pour un régime turbulent établi (stationnaire temporellement et spatialement), dans le domaine inertiel, la variance de la différence de l'indice de réfraction en deux points de l'espace, ou fonction de structure, est donnée par [Obukhov-a-49, Yaglom-a-49] :

$$D_n(\boldsymbol{\rho}) = \langle |n(\mathbf{r}) - n(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho})|^2 \rangle = C_n^2 \rho^{\frac{2}{3}}, \quad (2.1)$$

où les crochets  $\langle \cdot \rangle$  représentent la moyenne d'ensemble.  $D_n(\mathbf{r})$  est appelée fonction de structure de l'indice de réfraction et  $C_n^2$  la constante de structure de l'indice de réfraction.  $C_n^2$  s'exprime en  $\text{m}^{-2/3}$  et  $\rho = |\boldsymbol{\rho}|$  s'exprime en m.

### 2.1.2.2 Domaine inertiel

Le domaine inertiel définit les échelles pour lesquelles la turbulence est pleinement développée. Il est délimité pour les tourbillons de plus grandes tailles par l'échelle externe de la turbulence  $L_0$  et pour les plus petits par l'échelle interne de la turbulence  $l_0$ . L'équation 2.1 n'est en réalité qu'une approximation valable tant que  $\boldsymbol{\rho}$  est plus petit que l'échelle externe de la turbulence. En effet, pour des grandes distances  $\boldsymbol{\rho}$ , les indices  $n(\mathbf{r})$  et  $n(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho})$  vont devenir complètement indépendants. D'après l'équation 2.1, les fluctuations de l'indice de réfraction seront alors infinies, ce qui n'a pas de sens physique.  $D_n(\boldsymbol{\rho})$  n'est donc valable que pour  $l_0 < \boldsymbol{\rho} < L_0$ .

### 2.1.2.3 Echelle interne et échelle externe

Revenons sur ces notions d'échelle interne et externe. L'échelle interne,  $l_0(\mathbf{r}, t)$ , correspond à l'échelle spatiale à partir de laquelle l'énergie cinétique est dissipée en chaleur par frottements visqueux. Elle dépend donc fortement de la densité de l'atmosphère :  $l_0(\mathbf{r}, t)$  peut varier de quelques millimètres au voisinage du sol à quelques centimètres dans la tropopause.

L'échelle externe, notée  $L_0(\mathbf{r}, t)$ , est conditionnée par la taille des phénomènes à l'origine des mouvements de masses d'air et correspond aux plus grands phénomènes macroscopiques (couches d'air, vents, perturbations météorologiques). Elle conditionne l'amplitude des basses fréquences des perturbations de phase dues à la turbulence. Il existe peu de mesures de l'échelle externe dans le domaine optique. Les mesures effectuées [Borgnino-a-92, Ziad-a-04] conduisent à des valeurs moyennes de l'ordre de quelques dizaines de mètres, mais présentent une très grande variabilité spatiale et temporelle. De plus, ces mesures ont été réalisées pour des profils verticaux présentant des altitudes supérieures à la centaine de mètres. Au voisinage du sol, c'est-à-dire pour  $h < 100$  m, on considère généralement  $L_0 \propto h$ , où  $h$  désigne la distance au sol. Dans le cadre de ce manuscrit, nous nous placerons à des altitudes inférieures à 100 mètres.

### 2.1.2.4 Densité spectrale des fluctuations de l'indice

Une autre manière de caractériser statistiquement les fluctuations de l'indice de réfraction est de considérer sa densité spectrale de puissance. Selon le théorème de Wiener-Khinchine, le spectre de puissance des fluctuations spatiales de l'indice de réfraction de Kolmogorov peut être calculé à partir de la fonction de structure des fluctuations d'indice par simple transformée de Fourier [Tatarski-l-61] :

$$W_n(\mathbf{f}) = 0.033(2\pi)^{-\frac{2}{3}}C_n^2f^{-\frac{11}{3}}, \quad (2.2)$$

où  $f$  désigne le module de la fréquence spatiale exprimée en  $\text{m}^{-1}$ . Le spectre de Kolmogorov (équation 2.2) n'est théoriquement valable que dans le domaine inertiel :  $1/L_0 < f < 1/l_0$ . Il suppose une échelle externe et une échelle interne de la turbulence respectivement infinie et nulle et diverge en  $f = 0$ .

Pour justifier de l'utilisation d'un spectre sur l'ensemble des fréquences, on introduit dans le spectre de Kolmogorov les paramètres  $L_0$  et  $l_0$ . L'introduction de ces paramètres dans le spectre de Kolmogorov donne naissance au spectre de von Karman modifié [Tatarski-l-61] qui sature pour  $f < L_0$  et coupe en  $f = l_0$  dont l'expression est donnée par l'équation 2.3. Cette saturation garantit un spectre sans singularité au prix de l'utilisation du paramètre  $L_0$  aujourd'hui mal connu. La figure 2.2 présente le spectre de von Karman, pour différentes valeurs de l'échelle interne et externe. L'ensemble des résultats présentés dans ce manuscrit a été obtenu en utilisant le spectre de von Karman modifié.

$$W_n(\mathbf{f}) = 0.033(2\pi)^{-\frac{2}{3}}C_n^2 \left( f^2 + \frac{1}{L_0^2} \right)^{-\frac{11}{6}} e^{-\left(\frac{2\pi l_0}{5.91} f\right)^2}, \quad 0 \leq f < \infty \quad (2.3)$$

### 2.1.2.5 Modèles de profil vertical de $C_n^2$

La constante de structure des fluctuations de l'indice de réfraction, notée  $C_n^2$ , dépend de nombreux paramètres météorologiques (température, humidité, rayonnement solaire) mais aussi orographiques (disposition du relief, type de terrain) [Hufnagel-p-74, Mahe-t-00] et de l'altitude. Elle présente donc une forte variabilité spatiale et temporelle. C'est le paramètre qui décrit la répartition de la force de la turbulence le long du trajet de propagation. A proximité du sol (les quelques premières centaines de mètres), les propriétés thermodynamiques de l'atmosphère sont essentiellement déterminées par les interactions avec le sol. Du fait de ces échanges, la turbulence optique est particulièrement forte dans cette zone, que l'on nomme couche limite de surface. Dans les cents premiers mètres au-dessus du sol (altitudes envisagées pour les LOA endo-atmosphériques de basse altitude),  $C_n^2(h)$  peut varier typiquement entre  $10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$  et  $10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ .

Des modèles météorologiques dits lois de similitude Monin-Obukhov [Monin-a-54] ont été proposés pour la couche limite atmosphérique (CLA) [Wyngaard-a-71] et dépendent de l'état de stabilité de la turbulence. Ces modèles présentent en général une dépendance en altitude de type  $C_n^2(h) \propto h^{-q}$ . Le paramètre  $q$  peut valoir respectivement  $4/3$ ,  $2/3$  et  $0$  pour des conditions atmosphériques instables, stables et neutres [Mironov-l-81]. La stabilité est fixée par la différence

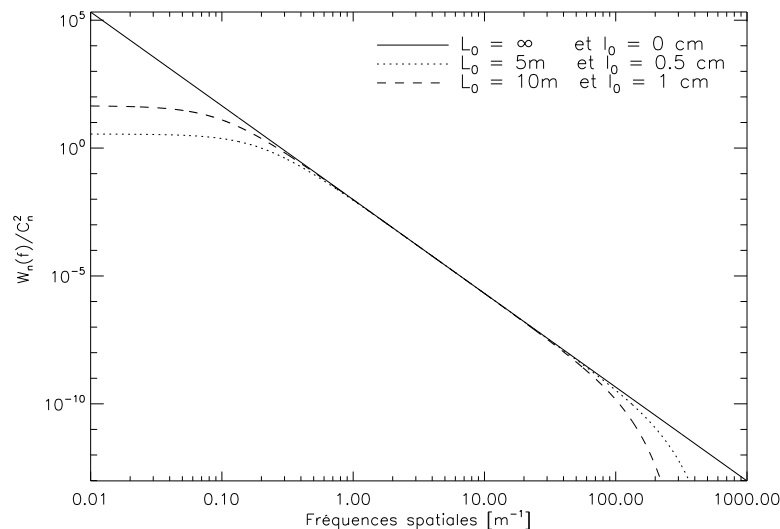


FIGURE 2.2 – Densité spectrale de puissance des fluctuations d’indice de réfraction pour différentes valeurs de  $(l_0, L_0)$ . Le spectre est normalisé par le carré de la constante de structure de l’indice ( $C_n^2$ ).

de température entre le sol et l’atmosphère. Lorsque le sol est plus chaud que l’air, l’air réchauffé moins dense monte et est remplacé au sol par de l’air plus froid. L’atmosphère est dite instable et correspond aux cas d’observations diurnes en environnement terrestre. Dans le cas contraire, l’air est plus chaud que le sol. L’atmosphère est alors dite stable (cas d’observations nocturnes en environnement terrestre, nocturnes ou diurnes en environnement marin).

Dans la suite de ce document nous utiliserons un profil de  $C_n^2$  constant le long de la ligne de visée de la liaison optique atmosphérique. Cela se justifie par le fait que nous considérons uniquement des lignes de visées horizontales. En considérant la décroissance du  $C_n^2$  en fonction de l’altitude (par exemple  $-4/3$  pour une liaison diurne), nous pourrions alors fixer une force de turbulence au sol et calculer cette force à une altitude considérée pour la LOA.

## 2.2 Propagation optique en milieu turbulent

Lorsqu’une onde électromagnétique à une longueur d’onde visible ou infrarouge se propage à travers un milieu turbulent comme l’atmosphère, l’amplitude et la phase du champ électrique subissent des fluctuations. Ces fluctuations sont la conséquence des variations de l’indice de réfraction présentées au paragraphe précédent. Diverses approches théoriques ont été développées pour décrire ces fluctuations. Elles se basent généralement sur une résolution analytique de l’équation de propagation. Malheureusement, il n’est pas simple de résoudre rigoureusement l’équation de propagation dans le cas général, c’est-à-dire pour tous les régimes de propagation. Cette difficulté intrinsèque a poussé à l’élaboration d’un nombre important de théories heuris-



tiques principalement pour les régimes de fortes perturbations.

Le champ électromagnétique perturbé satisfait à l'équation d'onde qui dans le cas de l'atmosphère peut être réduite à l'équation d'Helmholtz (paragraphe 2.2.1). Dans un premier temps, des résolutions analytiques reposant sur des méthodes perturbatives ont été proposées (paragraphe 2.2.3). Ces méthodes, qui permettent d'obtenir en particulier des expressions analytiques pour certains moments du champ électromagnétique, sont limitées aux faibles perturbations. Afin de résoudre simplement les équations de propagation dans le cas des fortes perturbations (paragraphe 2.2.4), nous dépassons le domaine des faibles perturbations grâce à une approche Monte Carlo. Celle-ci consiste à utiliser des approximations numériques basées sur la décomposition du volume turbulent en écrans de phase perturbatifs (paragraphe 2.2.5). Nous nous plaçons dans le cas de l'onde plane monochromatique tout au long de ce chapitre pour introduire ces propriétés. Les résultats obtenus dans le cas de l'onde sphérique sont qualitativement proches de ceux de l'onde plane. Les spécificités liées à l'étendue finie des faisceaux sont indiquées à la fin de ce chapitre (paragraphe 2.3).

## 2.2.1 Les équations de propagation d'une onde électromagnétique

### 2.2.1.1 Equation d'Helmholtz

La propagation d'une onde électromagnétique dans un diélectrique tel que l'air est régie par les lois de Maxwell. En considérant la période d'oscillation de l'onde comme négligeable devant le temps d'évolution des fluctuations de l'indice de réfraction, on peut montrer [Tatarski-1-61] que le champ électrique de l'onde  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  obéit à l'équation de propagation :

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) + k_0^2 n(\mathbf{r})^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) + 2\nabla(\mathbf{E}(\mathbf{r}) \cdot \nabla(\log(n(\mathbf{r})))) = 0, \quad (2.4)$$

où  $\mathbf{r} = (x, y, z)$  représente un point de l'espace,  $n(\mathbf{r})$  l'indice de réfraction,  $k_0 = 2\pi/\lambda$  le nombre d'onde du champ électromagnétique se propageant dans le vide et  $\nabla^2 = \Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$  le Laplacien. Il a été montré [Clifford-1-78] que l'équation de propagation 2.4 peut être simplifiée en négligeant la quantité  $\nabla(\mathbf{E}(\mathbf{r}) \cdot \nabla(\log(n(\mathbf{r}))))$ . Cette quantité représente le changement en polarisation de l'onde au fur et à mesure de la propagation. Celle-ci est négligeable dans les longueurs d'onde visibles et IR car la longueur d'onde  $\lambda$  est très petite devant l'échelle des fluctuations d'indice [Tatarski-1-71]. L'équation 2.4, encore appelée équation d'Helmholtz, peut donc être simplifiée en :

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) + k_0^2 n(\mathbf{r})^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.5)$$

L'équation d'Helmholtz 2.5 peut être décomposée en trois équations pour chacune des composantes spatiales du champ  $\mathbf{E}$  (équation d'Helmholtz scalaire) qui peuvent être étudiées séparément.

### 2.2.1.2 Approximation paraxiale de l'équation d'Helmholtz

Considérons une onde décomposable sur une base d'onde plane se propageant dans un volume turbulent selon la direction  $\vec{e}_z$ . L'amplitude du champ scalaire  $E(\mathbf{r})$  peut s'écrire :

$$E(\mathbf{r}) = \psi(\mathbf{r}) e^{ikz}, \quad (2.6)$$

où  $\Psi(\mathbf{r})$  représente l'amplitude complexe de la composante non plane de l'onde. L'onde est plongée dans un milieu d'indice de réfraction moyen  $\langle n \rangle$  où  $\langle . \rangle$  est une moyenne temporelle. Le nombre d'onde s'écrit donc  $k = \langle n \rangle k_0$ . Le champ  $\psi(\mathbf{r})$  est solution de l'équation d'Helmholtz. Nous obtenons après développement :

$$\nabla^2 \Psi(\mathbf{r}) + 2i \langle n \rangle k_0 \frac{\partial \Psi(\mathbf{r})}{\partial z} + k_0 (n^2 - \langle n \rangle^2) \Psi(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.7)$$

Dans le cas où les variations spatiales de  $\Psi$  restent lentes par rapport à la longueur d'onde, il est possible de négliger  $\left| \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right|$  par rapport à  $\left| k \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right|$  dans l'équation 2.7. Ceci est appelé l'approximation paraxiale ou approximation parabolique.

Parallèlement, en exprimant l'indice de réfraction sous la forme :  $n = \langle n \rangle + N$ , où  $N$  sont les fluctuations d'indice autour de la moyenne, le développement de  $n^2$  au premier ordre donne, avec  $N \ll 1$  [Rytov-l-87] :  $n^2 \approx \langle n \rangle^2 + 2 \langle n \rangle N$ . L'équation 2.7 se simplifie pour obtenir l'équation paraxiale (ou équation parabolique) de l'onde électromagnétique :

$$\frac{\partial^2 \Psi(\mathbf{r})}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi(\mathbf{r})}{\partial y^2} + 2i \langle n \rangle k_0 \frac{\partial \Psi(\mathbf{r})}{\partial z} + 2k_0 \langle n \rangle N \psi(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.8)$$

La solution de cette équation dans un milieu homogène est donnée par l'approximation de Fresnel (cf. équation 2.27).

## 2.2.2 Cohérence spatiale du champ propagé

La fonction de cohérence spatiale  $B_\Psi$  du champ complexe  $\Psi$  permet de quantifier la perte de cohérence spatiale induite par la propagation à travers la turbulence. Dans le cas de l'onde plane, la fonction de cohérence du champ est définie par :

$$B_\Psi = \langle \Psi(\mathbf{r}) \Psi^*(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}) \rangle \quad (2.9)$$

On peut montrer [Yura-a-74] que :

$$B_\psi = \exp\left(-\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\frac{5}{3}}\right), \quad (2.10)$$

où  $\rho = |\boldsymbol{\rho}|$ . En prenant  $C_n^2(z)$  comme la répartition de la force de la turbulence le long du trajet :

$$\rho_0 = \left[ 1.46 k_0^2 \int_0^L dz C_n^2(z) \right]^{-\frac{3}{5}} \quad (2.11)$$

$\rho_0$  est appelée longueur de cohérence du champ. Elle correspond à l'écartement existant entre deux points du champ dans le plan de réception pour lequel la corrélation spatiale n'est plus que de  $1/e$ .

La longueur de cohérence du champ peut être reliée au paramètre de Fried  $r_0$  [Fried-a-66] bien qu'ils ne soient pas des grandeurs définies dans le même plan (resp. plan focal et plan de la pupille).  $\rho_0$  est relié à  $r_0$  par la relation :

$$r_0 = 2.11 \rho_0 \quad (2.12)$$

### 2.2.3 Les faibles perturbations : résolution analytique de l'équation d'Helmholtz

L'équation de propagation réduite 2.5 ne permet pas une résolution analytique dans le cas général. D'autres hypothèses simplificatrices sont nécessaires. L'hypothèse des faibles perturbations permettant une résolution de type perturbative de l'équation d'onde a ainsi permis de développer deux approches : l'approximation de Rytov [Tatarski-1-61] et celle de Born [Clifford-1-78]. L'approximation de Rytov considère les perturbations comme multiplicatives par rapport au champ non perturbé tandis que l'approximation de Born traite les perturbations comme additives. Nous ne traiterons dans ce manuscrit que de l'approximation de Rytov qui permet d'établir les principales expressions statistiques du champ en faibles perturbations.

#### 2.2.3.1 L'approximation de Rytov

Soit une onde monochromatique solution de l'équation de propagation dans le milieu homogène d'indice  $\langle n \rangle$  :  $E_0(\mathbf{r}) = e^{\psi_0(\mathbf{r})}$ . Le champ après propagation à travers la turbulence voit son amplitude affectée par les fluctuations d'indice de réfraction conformément à l'équation 2.5. Le champ propagé s'écrit :  $E(\mathbf{r}) = e^{[\psi_0(\mathbf{r}) + \psi_1(\mathbf{r}) + \dots]}$ . La perturbation  $\psi_1(\mathbf{r})$  n'est prise qu'au premier ordre et les ordres supérieurs sont négligés. En appliquant l'équation d'Helmholtz 2.5 au champ  $E$ , nous obtenons :

$$\nabla^2 (e^{\psi_0 + \psi_1}) + k_0^2 n^2 (e^{\psi_0 + \psi_1}) = 0 \quad (2.13)$$

En la développant, elle devient :

$$(\nabla^2 (\psi_0 + \psi_1) + (\nabla (\psi_0 + \psi_1))^2 + k_0^2 n^2) e^{\psi_0 + \psi_1} = 0 \quad (2.14)$$

Dans un souci de simplification, l'indice de réfraction  $n = \langle n \rangle + N$  peut être approché par  $n \approx 1 + N$ , en supposant la valeur moyenne de  $n$  unitaire et  $N$  une variable aléatoire de moyenne nulle. Nous pourrions donc également considérer que :  $n^2 \approx 1 + 2N$ . Par ailleurs, le champ non perturbé  $E_0$  vérifie aussi cette équation, c'est-à-dire :

$$\nabla^2 (\psi_0) + (\nabla (\psi_0))^2 + k_0^2 = 0 \quad (2.15)$$

D'où, en prenant en compte l'approximation sur le carré de l'indice de réfraction, nous obtenons à partir de l'équation 2.15 :

$$\nabla^2 (\psi_1) + \nabla (\psi_1) (\nabla (\psi_1) + 2\nabla (\psi_0)) + 2Nk_0^2 = 0 \quad (2.16)$$

L'approximation de Rytov consiste à considérer que  $|\nabla \psi_1| \ll |\nabla \psi_0|$ . Nous avons [Tatarski-1-61, Fante-p-75] :

$$\nabla^2 (\psi_1) + 2\nabla (\psi_1) \nabla (\psi_0) + 2Nk_0^2 = 0 \quad (2.17)$$

La solution s'écrit alors :

$$\psi_1(\mathbf{r}) = \frac{k^2}{2\pi E_0(\mathbf{r})} \int_{\mathcal{V}} d\mathbf{r}' N(\mathbf{r}') E_0(\mathbf{r}') \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \quad (2.18)$$

Imposer que  $|\nabla\psi_1| \ll |\nabla\psi_0|$  implique une contrainte significative sur la perturbation qui affecte  $E$ . Le domaine de validité de l'approximation de Rytov sera considéré par la suite comme le domaine des faibles perturbations.

### 2.2.3.2 Limites des faibles perturbations

La validité des résultats présentés dans les paragraphes précédents est limitée par l'approximation de Rytov. De manière empirique, il a pu être mis en évidence que l'approximation de Rytov restait valable tant que l'expression de la variance du log-amplitude  $\sigma_\chi^2$  issue de cette approximation restait inférieure à 0,3 [Fante-p-75, Clifford-a-74]. Il est encore plus fréquent d'exprimer cette limite de validité en considérant la variance des fluctuations d'intensité. Celle-ci est calculée dans le cas des très faibles perturbations à partir du profil de  $C_n^2$  et du spectre de Kolmogorov. Elle est appelée variance de Rytov et s'écrit :

$$\sigma_R^2 = 4 \int_0^\infty df 2\pi f W_\chi(f) \quad (2.19)$$

$$= 2.26k^{7/6} \int_0^L dz C_n^2(z) z^{5/6}, \quad (2.20)$$

où  $L$  est la distance de propagation et  $C_n^2$  la constante de structure de l'indice de réfraction. La variance de Rytov représente les fluctuations d'intensité (irradiance) d'une onde plane. La variance de Rytov pour un profil de turbulence constant le long du trajet peut être simplifiée par l'expression :

$$\sigma_R^2 = 1.23C_n^2 k^{7/6} L^{11/6} \quad (2.21)$$

Lorsque l'amplitude des perturbations augmente, l'expression de  $\sigma_\chi^2$  et donc de celle de la variance de l'intensité  $\sigma_I^2$  s'accroissent sans limite alors que l'expérimentation fait apparaître une saturation [Gracheva-a-65] des fluctuations d'intensité. Les faibles perturbations peuvent être caractérisées par  $\sigma_R^2 < 1$  et les fortes perturbations par  $\sigma_R^2 \gg 1$ . On peut également définir une zone de perturbation modérée pour  $\sigma_R^2 \approx 1$  et une zone de saturation pour  $\sigma_R^2 \rightarrow \infty$ . Ce comportement est illustré sur la figure 2.3.

La limite définie par  $\sigma_R^2 = 1.23C_n^2 k^{7/6} L^{11/6} = 1$  nous permet de fixer, pour un profil de turbulence donné, la distance de propagation limite  $L_{\text{Rytov}}$  garantissant les faibles perturbations. La figure 2.4 présente d'une part,  $L_{\text{Rytov}}$  en fonction de  $C_n^2$ , choisi constant le long du trajet, pour deux valeurs de longueur d'onde différentes et d'autre part les lois de similitude de Monin-Obukhov (en rouge sur la figure) de décroissance du  $C_n^2$  en  $h^{-4/3}$ , où  $h$  représente l'altitude par rapport au sol. On peut noter le fort chromatisme de cette limite, qui favorise les plus grandes longueurs d'onde. Si l'on fixe la longueur d'onde à  $1.5 \mu\text{m}$  et la distance de propagation à 10 km, on ne peut dépasser une force de turbulence d'environ  $7 \cdot 10^{-16} \text{m}^{-2/3}$  si l'on veut pouvoir rester dans le cadre des faibles perturbations. Cette valeur peut être atteinte, par exemple, par un  $C_n^2$  au sol de  $10^{-14} \text{m}^{-2/3}$  et une altitude de propagation de  $h = 15 \text{m}$  ou un  $C_n^2$  de  $10^{-13} \text{m}^{-2/3}$  et une altitude  $h > 50 \text{m}$ . Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.1.2.5, cette valeur se situe dans la limite basse des variations de la constante de structure. Il apparaît ici que les valeurs de la variance de Rytov, dans le contexte applicatif des LOA tel qu'il est envisagé pour les

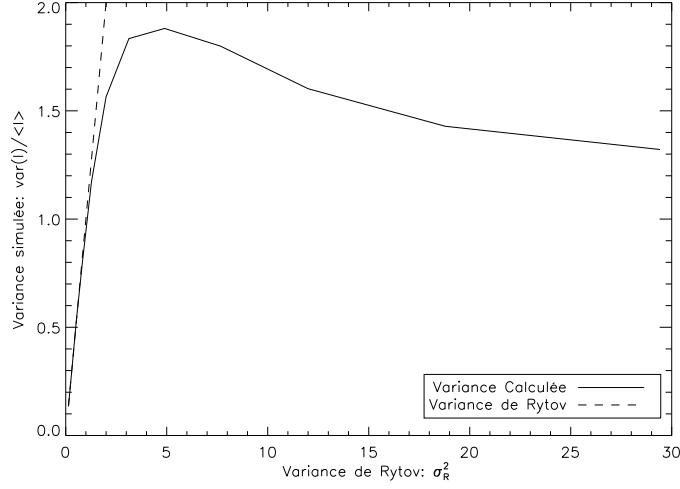


FIGURE 2.3 – Variance des fluctuations d'intensité en fonction de  $C_n^2$  dans le cas de la propagation d'une onde plane. La variance a été obtenue par simulation numérique pour  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ ,  $L = 10 \text{ km}$  et  $l_0 = 5 \text{ mm}$ . La force de la turbulence est constante le long du trajet de propagation.

liaisons endo-atmosphériques longue distance, dépassent significativement la limite des faibles perturbations.

### 2.2.3.3 Les propriétés du champ en faibles perturbations

#### Propriétés statistiques de l'intensité propagée

Un paramètre important pour caractériser la transmission du signal en LOA (Cf. chapitre 3) est l'intensité reçue. Une grandeur d'intérêt est donc la densité de probabilité de l'intensité qui est directement reliée à celle du log-amplitude. Dans le cadre de l'approximation des faibles perturbations de Rytov, le premier ordre de la perturbation peut s'écrire :  $\psi_1 = \chi_1 + i\varphi_1$  où  $\chi_1$  est le log-amplitude et  $\varphi_1$  est la phase de la perturbation. Dans la suite du manuscrit nous allons utiliser l'hypothèse simplificatrice de la moyenne de l'indice de réfraction unité :  $\langle n \rangle = 1$ . Pour les faibles perturbations,  $\chi$ , comme  $\varphi$ , sont la somme de variables aléatoires gaussiennes indépendantes comme le montre l'équation 2.18 [Fried-a-66, Fante-p-75, Goodman-l-85]. Ainsi, la densité de probabilité de  $\chi$  est une fonction gaussienne centrée (dans le cadre Rytov,  $\langle \chi \rangle = 0$ ) de largeur à mi-hauteur (FWHM)  $2\sqrt{2 \ln 2} \sigma_\chi$ .

Par la suite, nous nous intéressons principalement au paramètre d'intensité  $I = \Psi\Psi^* = I_0 e^{2\chi}$ . Nous avons vu que  $\chi$  suit une loi normale, ainsi  $I$  présente une statistique log-normale de densité de probabilité [Goodman-l-85] :

$$p(I) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}I\sigma_\chi} \exp \left[ -\frac{\left( \ln \frac{I}{I_0} - 2\langle \chi \rangle \right)^2}{8\sigma_\chi^2} \right], I > 0, \quad (2.22)$$

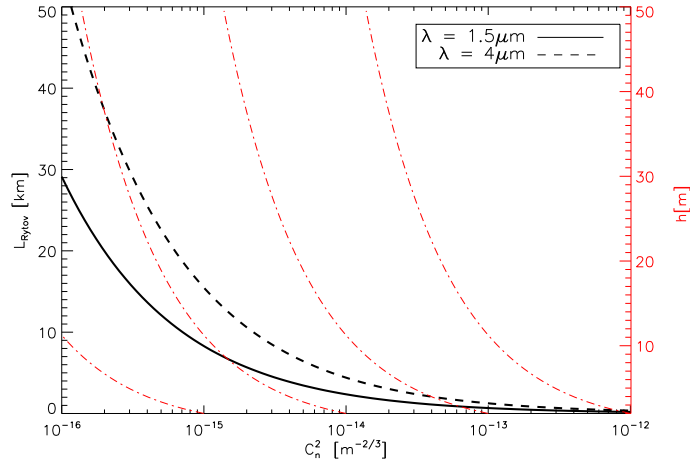


FIGURE 2.4 – Limite théorique de la validité de la théorie de Rytov en fonction du  $C_n^2$  pour deux longueurs d'onde différentes ( $C_n^2$  choisi constant le long du trajet). Les courbes en rouge représentent les lois de similitude de Monin-Obukhov de décroissance du  $C_n^2$  en fonction de l'altitude pour différentes valeurs de  $C_n^2$  au sol.

où  $\sigma_\chi^2 = \langle \chi^2 \rangle - \langle \chi \rangle^2$  est la variance du log-amplitude  $\chi$ . D'après la conservation de l'énergie,  $\langle I \rangle = I_0$  impliquant que  $\langle \chi \rangle \neq 0$ , on constate la difficulté de l'approximation de Rytov à décrire les fortes perturbations.

La variance normalisée de l'intensité, ou indice de scintillation, est liée à la variance du log-amplitude par :

$$\sigma_I^2 = \frac{\langle I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} - 1 = \exp [4\sigma_\chi^2] - 1 \quad (2.23)$$

Pour de faibles perturbations, il est possible de faire un développement à l'ordre 1 de l'expression de l'intensité :  $e^{2\chi} \approx 1 + 2\chi$ . La densité de probabilité de l'intensité normalisée peut être approchée par une loi normale avec :

$$\sigma_I^2 \simeq 4\sigma_\chi^2 \quad (2.24)$$

Ainsi, un taux de scintillation de 20% correspond à une variance du log-amplitude de  $\sigma_\chi^2 = 0.05$ .

### Densité spectrale de puissance

Pour une distribution continue de la turbulence le long du trajet de propagation, on obtient la densité spectrale de puissance du log-amplitude  $W_\chi(f)$  et celle de la phase  $W_\varphi(f)$  à partir de l'équation 2.18 :

$$W_\chi(f) = k^2 \int_0^L dz W_n(f) \sin^2(\pi z \lambda f^2), \quad (2.25)$$

$$W_{\varphi}(f) = k^2 \int_0^L dz W_n(f) \cos^2(\pi z \lambda f^2), \quad (2.26)$$

où  $W_n$  représente la densité spectrale de puissance des fluctuations d'indice, et  $L$  la distance de propagation.

On représente sur la figure 2.5 le spectre des fluctuations d'intensité  $W_I(f)$  dans le plan de réception après propagation d'une onde plane. On a fixé la distance de propagation à  $L = 10$  km et la longueur d'onde  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ . La force de la turbulence est supposée constante le long du trajet de propagation :  $C_n^2 = 10^{-16} \text{m}^{-2/3}$ . Les paramètres de la propagation ont été choisis de telle sorte que l'approximation des faibles perturbations soit respectée ( $\sigma_R^2 = 0.14 < 1$ ). Le spectre des fluctuations de l'intensité présente un maximum qui définit la taille caractéristique des fluctuations d'intensité (grain de scintillation). La scintillation est provoquée par les interférences constructives (sur-intensité) et destructives (sous-intensité) entre différents points du champ. Dans le cadre des faibles perturbations, le maximum intervient à  $1/\sqrt{\lambda L}$ , où  $\sqrt{\lambda L}$  est appelée distance de Fresnel, pour une onde plane.

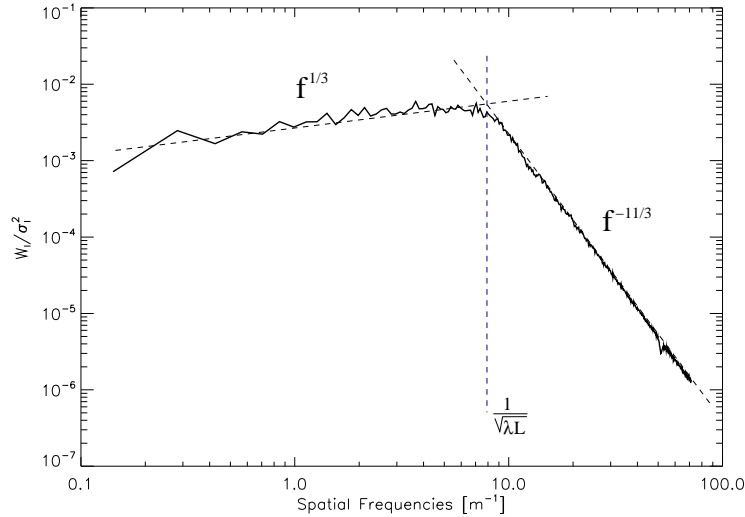


FIGURE 2.5 – Spectre de l'intensité d'une onde plane après propagation. La distance de propagation est de  $L = 10$  km, la longueur d'onde  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et  $C_n^2 = 10^{-16} \text{m}^{-2/3}$  est constant le long du trajet de propagation conduisant à  $\sigma_R^2 = 0.14$ . Les fluctuations d'indice sont décrites par le spectre de von Karman. La droite verticale bleue en pointillés représente la fréquence de coupure à  $1/\sqrt{\lambda L}$ .

## 2.2.4 Les fortes perturbations

Les différentes expressions analytiques présentées dans les paragraphes précédents (paragraphe 2.2.3) ne sont plus valides en fortes perturbations. Le comportement du champ peut néanmoins être décrit en utilisant une résolution numérique de l'équation de propagation [Martin-a-88] ou bien en s'appuyant sur des modèles heuristiques proposés pour décrire certaines propriétés

du champ et notamment son intensité [Andrews-a-99]. Les résultats de ce paragraphe ont été obtenus par simulation numérique. Le détail de la méthode de résolution numérique sera abordé dans le paragraphe suivant.

La figure 2.6 présente deux répartitions d'intensité différentes d'une onde plane après propagation à travers la turbulence atmosphérique. Le premier cas correspond à un cas de faibles perturbations ( $\sigma_R^2 = 0.14$ ) et le second se situe dans le régime des fortes perturbations ( $\sigma_R^2 = 7$ ). En faibles perturbations, les grains de scintillation présentent une forme circulaire. Dans le cas de fortes perturbations, les grains de scintillation prennent la forme de filaments.

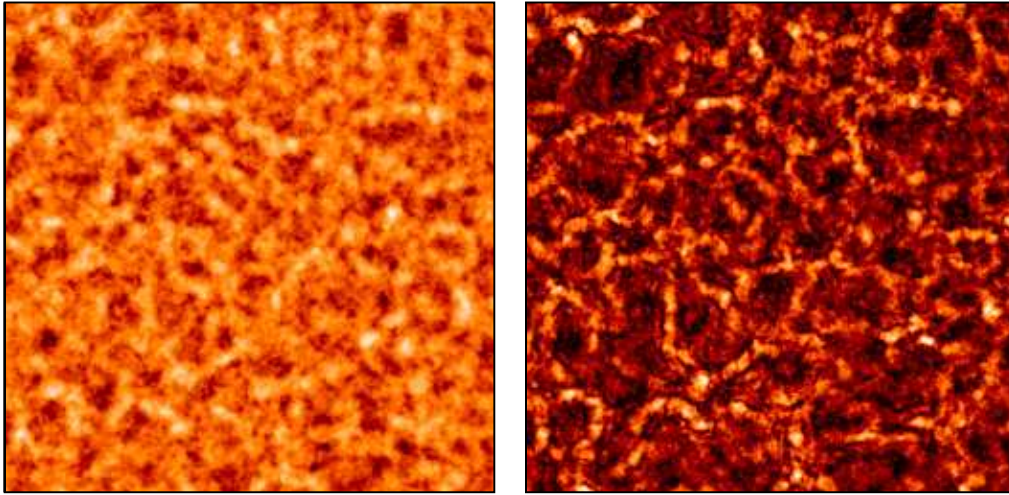


FIGURE 2.6 – Propagation à travers la turbulence pour  $\sigma_R^2 = 0.14$  (gauche),  $\sigma_R^2 = 7$  (droite). La longueur d'un côté représente 25 cm. Echelle des couleurs logarithmique.

Cette modification de la géométrie des figures de speckle se traduit directement sur le spectre des fluctuations d'intensité par l'apparition de deux tailles caractéristiques. On représente sur la figure 2.7 le spectre des fluctuations d'intensité pour une onde plane correspondant au cas de fortes perturbations. Les conditions de propagation ont été fixées à  $L = 10$  km pour la distance de propagation et  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  pour la longueur d'onde. La force de la turbulence est constante le long du trajet de propagation et prise égale à  $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ . Ces paramètres ont été choisis pour assurer une variance des fluctuations d'intensité normalisée de  $\sigma_R^2 \simeq 7$  et être au-delà du régime des faibles perturbations. Le spectre des fluctuations d'intensité présente deux tailles caractéristiques des fluctuations d'intensité qui correspondent aux dimensions caractéristiques des filaments observés sur la figure 2.6. Les fréquences caractéristiques sont  $r_0/(\lambda L)$ , et  $1/r_0$ , où  $r_0$  est le paramètre de Fried [Andrews-a-99, Mahe-t-00]. Pour les valeurs de simulations choisies,  $r_0 = 2.9$  cm.

### 2.2.5 Simulation de la propagation par la méthode des écrans de phase

L'équation d'Helmholtz (Eq. 2.5) n'a pas de solution analytique dans le cas général. En revanche, en s'appuyant sur l'approximation de Markov [Tatarski-l-61], il est possible de résoudre



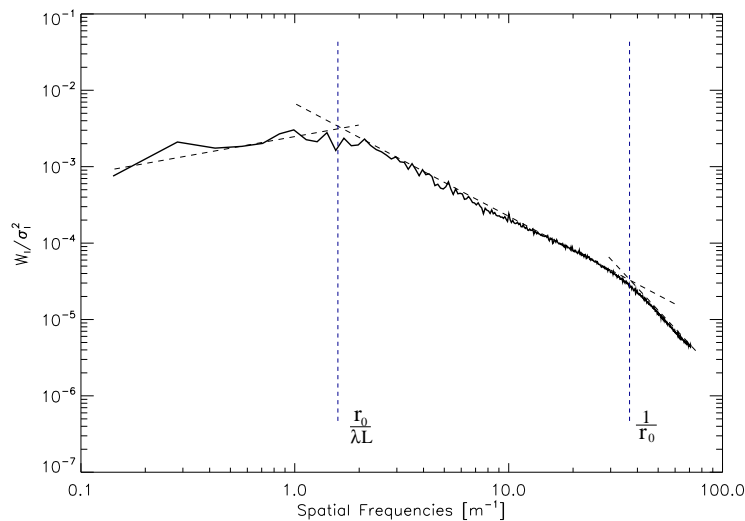


FIGURE 2.7 – Spectre de la répartition d’intensité après propagation d’une onde plane. La distance de propagation est de 10 km, la longueur d’onde  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et  $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-15} \text{m}^{-2/3}$  est constant le long du trajet de propagation. Les fluctuations d’indice sont décrites par le spectre de von Karman. Les deux droites verticales en pointillées représentent les fréquences de coupure à  $r_0/(\lambda L)$  et  $1/r_0$ .

localement l’équation d’Helmholtz [Lee-p-69]. Il est alors possible de modéliser numériquement la propagation d’une onde dans un milieu turbulent [Martin-a-88]. L’intérêt est que cette méthode permet de dépasser les modèles analytiques limités aux faibles perturbations. Elle permet ainsi par une approche de type Monte Carlo d’accéder à certaines propriétés statistiques du champ propagé en régime de fortes perturbations.

### 2.2.5.1 Principe

La méthode de propagation d’une onde électromagnétique par écrans de phase est basée sur la séparation entre propagation et turbulence. L’approche consiste à échantillonner le volume turbulent en un certain nombre de couches turbulentes. On considère que toute la turbulence d’une couche dans le volume peut être représentée par une couche mince que nous dénommerons dans la suite un écran de phase.

Entre les écrans de phase la propagation est effectuée dans le vide. L’épaisseur de ces couches doit être choisie suffisamment faible pour pouvoir négliger la propagation des défauts de phase introduits dans l’épaisseur de celle-ci. L’épaisseur de ces couches doit être suffisamment importante pour pouvoir considérer que deux écrans successifs sont décorrélés.

Dans le cadre de l’approximation parabolique, la propagation dans le vide d’une perturbation

$\psi(x, y, z)$  sur une distance  $d$  peut être décrite par simple propagation de Fresnel :

$$\Psi(x, y, z + d) = \Psi(x, y, z) * \frac{e^{ikd}}{i\lambda d} e^{ik\frac{x^2+y^2}{2d}} \quad (2.27)$$

$$= \Psi(x, y, z) * \mathcal{F}_d(x, y), \quad (2.28)$$

où  $\mathcal{F}_d(x, y)$  est le propagateur de Fresnel sur une distance  $d$ ,  $*$  le produit de convolution et  $\Psi(x, y, z)$  représente le champ incident.

La figure 2.8 présente le principe de la modélisation de la propagation à travers un volume turbulent par la méthode des écrans de phase. Le volume turbulent est découpé en couches représentées en bleu. Les perturbations de phase introduites par une couche sont assimilées à un écran de phase représenté en gris. Le schéma de propagation est le suivant :

$$\begin{aligned} \Psi(x, y, z) &= A_0(x, y, z) \cdot e^{i\varphi_0(x, y, z)} \\ \Psi'(x, y, z) &= \Psi(x, y, z) \cdot e^{i\varphi_1(x, y, z)} \\ \Psi(x, y, z + d) &= (\Psi(x, y, z) \cdot e^{i\varphi_1(x, y, z)}) * \frac{e^{ikd}}{i\lambda d} e^{ik\frac{x^2+y^2}{2d}} \\ &= \Psi'(x, y, z) * \mathcal{F}_d(x, y) \\ \Psi'(x, y, z + d) &= \Psi(x, y, z + d) \cdot e^{i\varphi_2(x, y, z + d)} \\ \Psi(x, y, z + 2d) &= \Psi'(x, y, z + d) * \mathcal{F}_d(x, y) \\ \dots &= \dots \end{aligned}$$

Le champ propagé résulte donc d'une succession de perturbations de phase introduites par les écrans de phase et de perturbations de phase et d'amplitude introduites par la propagation des défauts de phase entre les couches (diffraction).

Ce principe de modélisation est mis en œuvre à l'ONERA par le code PILOT (Propagation et Imagerie Laser ou Optique à travers la Turbulence) [Mahe-t-00]. La turbulence est échantillonnée par un nombre fini d'écrans de phase indépendants. Chacun des écrans de phase est généré en utilisant une approche Fourier [McGlamery-p-76] suivant la statistique de von Karman. Les résultats de simulation numérique présentés dans ce manuscrit sont obtenus grâce au code PILOT.

### 2.2.5.2 Modélisation des effets temporels

Aux échelles de temps considérées (quelques dizaines de secondes), l'évolution temporelle de la turbulence satisfait à l'hypothèse de Taylor (hypothèse de la turbulence figée). Cette hypothèse permet de représenter les mouvements des masses d'air entre deux instants par une simple translation dont l'amplitude correspond à la composante du vecteur vitesse  $V_{\perp}$ , orthogonale à la direction d'observation. L'indice de réfraction au temps  $t$  peut donc être calculé par :  $n(\mathbf{r}, t) \approx n(\mathbf{r} - V_{\perp}(\mathbf{r})t)$ . Ainsi, pour modéliser l'évolution temporelle nous procéderons par translation des écrans de phase perpendiculairement à la direction de propagation.

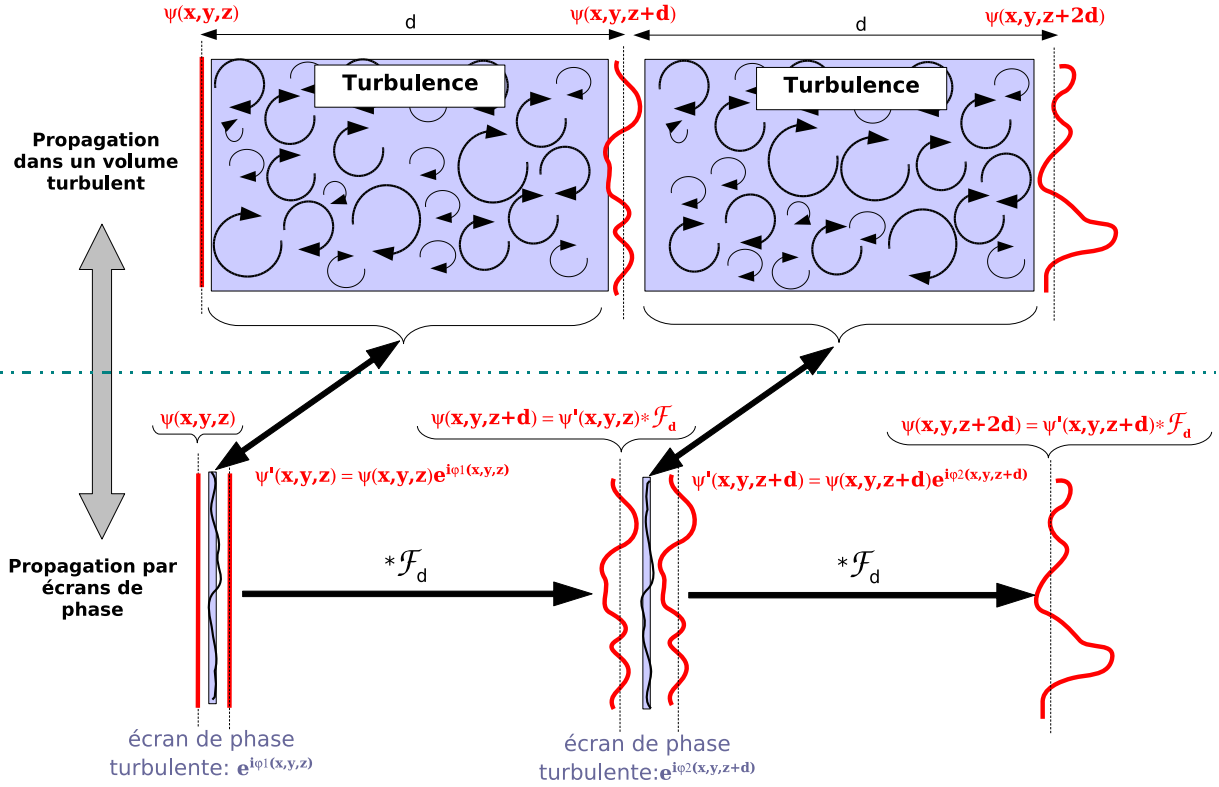


FIGURE 2.8 – Schéma de principe de la propagation par écrans de phase.

## 2.3 Effets de la turbulence sur la propagation laser

L'utilisation de faisceau laser est indispensable à l'établissement d'une liaison à fort rapport signal-à-bruit. Les résultats présentés jusqu'à présent ne prennent pas en compte la limitation spatiale du champ présente dans les LOA. Ce paragraphe est dédié à l'étude des effets de la turbulence sur une onde électromagnétique limitée spatialement.

### 2.3.1 Propriétés et conventions des faisceaux gaussiens

Dans ce manuscrit, nous considérons principalement des faisceaux lasers monomodes gaussiens, c'est-à-dire des ondes électromagnétiques  $TEM_{00}$ . L'amplitude du champ complexe  $U_0$  d'un faisceau gaussien s'écrit :

$$U_0(\mathbf{r}, z) = A(z) \exp\left(-\frac{\mathbf{r}^2}{w(z)^2} - i\frac{k\mathbf{r}^2}{2R(z)}\right), \quad (2.29)$$

où :

- $A(z)$  représente l'amplitude du champ électrique sur l'axe ;
- $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  le nombre d'onde ;

- $w(z)$  le rayon du faisceau à  $1/e$  en amplitude ;
- $R(z)$  le rayon de courbure.

La figure 2.9 présente les conventions utilisées ici. Le rayon du faisceau est évalué à  $1/e$  en amplitude.

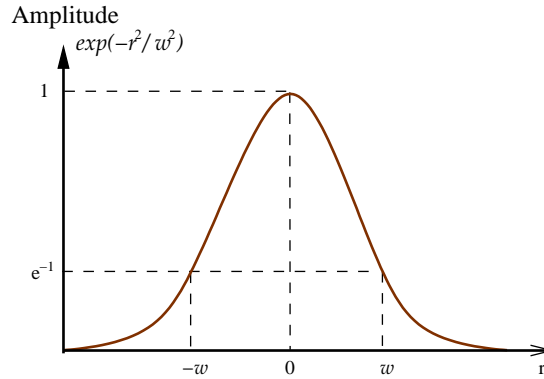


FIGURE 2.9 – Convention du profil en amplitude d'un faisceau gaussien.

Pour un faisceau se propageant dans le vide, sa taille minimale  $w_0$  définit le beam waist. La surface d'onde est plane au niveau du beam waist (rayon de courbure infini). Notons  $z_0$  le plan dans lequel se trouve le waist. L'évolution de la taille  $w_{z=L}$  du faisceau en fonction de la distance au waist,  $z - z_0$  et du beam waist  $w_0$  est régie par l'équation :

$$w(z)^2 = w_0^2 \left( 1 + \left( \frac{z - z_0}{Z_R} \right)^2 \right) \quad (2.30)$$

où  $Z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$  représente la distance de Rayleigh. Pour des grandes distances de propagations (i.e.  $z \gg Z_R$ ), nous avons l'approximation :  $w(z) \approx \theta_0 z$ , avec l'angle  $\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi w_0}$ . La figure 2.10 présente schématiquement l'évolution du diamètre à  $1/e$  en amplitude en fonction de la distance de propagation.

L'évolution du rayon de courbure  $R(z)$  en fonction de la distance de propagation s'écrit :

$$R(z) = (z - z_0) \left( 1 + \left( \frac{Z_R}{z - z_0} \right)^2 \right) \quad (2.31)$$

## 2.3.2 Effet de la turbulence sur la propagation

### 2.3.2.1 Beam wander et beam spreading

#### Introduction

Comme nous l'avons vu, la turbulence induit des variations d'indice le long de la ligne de visée qui vont, pour un faisceau de taille finie (faisceau gaussien par exemple), induire d'une part des déflexions aléatoires du faisceau au fur et à mesure de sa propagation et d'autre part un

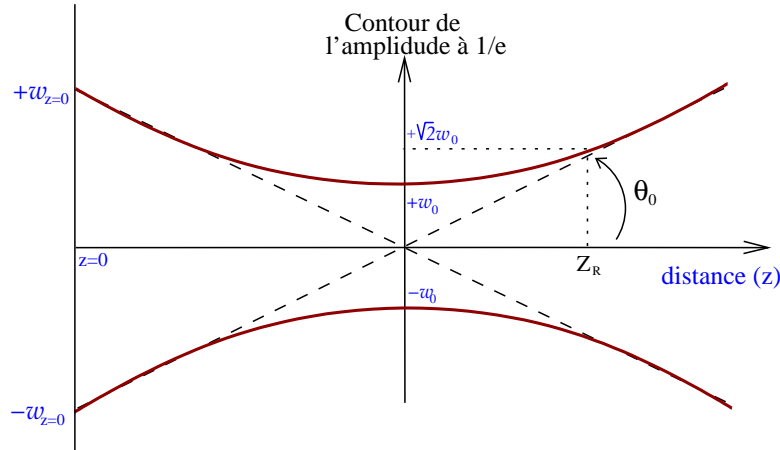


FIGURE 2.10 – Propagation d'un faisceau gaussien convergent (rayon de courbure  $> 0$  à l'origine) en espace libre sans turbulence.

élargissement du faisceau au delà de celui prédit par la diffraction seule. Les déflexions aléatoires du faisceau ou *beam wander* (noté  $\rho_c$ ) sont principalement produites par les cellules de turbulence de grandes tailles par rapport à la taille du faisceau. A contrario, les cellules turbulentes plus petites que la taille du faisceau ont tendance à l'éclater mais à faiblement le dévier : le faisceau s'élargit. On distingue deux cas, le cas courte pose qui ne tient pas compte du déplacement du faisceau, l'élargissement du faisceau est alors caractérisé par le rayon  $\rho_s$  (ou *short-term beam spreading*) et un cas longue pose, qui intègre les deux effets, caractérisés par  $\rho_L$  (ou *long-term beam spreading*). La figure 2.11 illustre de manière schématique  $\rho_c$ ,  $\rho_s$  et  $\rho_L$  dans le plan de réception où les disques rouges quadrillés représentent un impact laser  $i$  à un temps  $t_i$  donné.

En régime de forte turbulence, le faisceau sera fortement éclaté. Le faisceau subira essentiellement du beam spreading, le beam wander sera alors faible. Si nous observons une image courte pose, le faisceau sera éclaté et composé d'une multitude de tavelures ou speckles. La figure 2.12 présente la répartition d'intensité dans le plan de réception pour différentes forces de turbulence. Ces conditions de propagations conduisent à des variances de Rytov, de gauche à droite, respectivement de :  $\sigma_R^2 \simeq 0.28, 2.8, 9.8$  et  $28$ .

### Expressions analytiques

Le beam wander peut être caractérisé statistiquement par la variance du CDG de la répartition d'intensité dans un plan perpendiculaire à l'axe optique. Dans un milieu isotrope, la variance de la position par rapport à l'axe optique peut être caractérisée, lorsque  $\rho_0 \ll \sqrt{2}w_0 < z$  et  $z \lesssim 2kw_0$ , par [Fante-p-75, Churnside-a-90] :

$$\langle \rho_c^2 \rangle \simeq \frac{2.64z^2}{k^2 \rho_0^{5/3} w_{z=0}^{1/3}}, \quad (2.32)$$

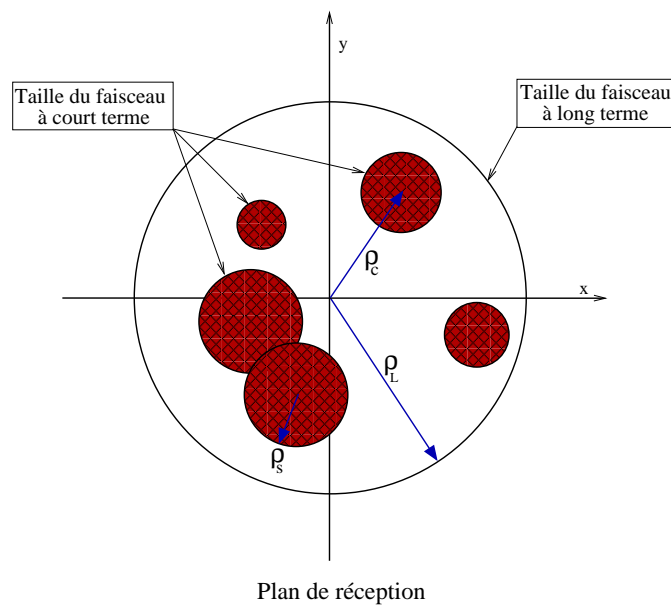


FIGURE 2.11 – Illustration des phénomènes de beam-wander ( $\rho_c$ ), beam-spreading courte pose ( $\rho_s$ ) et beam-spreading longue pose ( $\rho_L$ ). Chaque zone quadrillée représente un impact laser individuel après propagation pour plusieurs réalisations indépendantes de turbulence (source [Fante-p-75]).

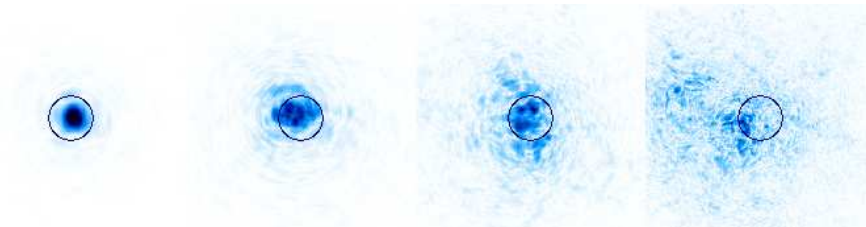


FIGURE 2.12 – Illustration des effets de la turbulence atmosphérique sur la propagation d'un faisceau laser en espace libre. De gauche à droite, la force de la turbulence est de :  $C_n^2 = 2.10^{-16}$ ,  $2.10^{-15}$ ,  $7.10^{-15}$ ,  $2.10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ . La distance de propagation est 10 km et la longueur d'onde  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ . Les cercles noirs ont pour diamètre 30 cm.

où  $z$  représente la distance de propagation et  $\rho_0 = \left[ 1.46k^2z \int_0^1 d\xi (1-\xi)^{5/3} C_n^2(\xi z) \right]^{-3/5}$  est la distance de cohérence du champ calculé pour une onde sphérique convergente dans le plan de réception. Dans un milieu isotrope le beam wander est identique pour les deux axes [Andrews-p-08] et la variance sur un seul axe est simplement  $\langle \rho_c^2 \rangle / 2$ .

En considérant un faisceau laser gaussien qui se propage sur une distance  $z$  et dont le rayon du faisceau à l'émission est  $w_{z=0}$  et le rayon de courbure  $R_{z=0}$ , le long-term beam spreading,

$\rho_L$ , peut s'écrire [Fante-p-75] lorsque  $z \ll \left(k^2 C_n^2 l_o^{5/3}\right)^{-1}$  :

$$\langle \rho_L^2 \rangle \simeq \frac{2z^2}{k^2 w_{z=0}^2} + \frac{w_{z=0}^2}{2} \left(1 - \frac{z}{R_{z=0}}\right)^2 + \frac{4z^2}{k^2 \rho_0^2} \quad (2.33)$$

$\rho_L$  est défini comme le rayon pour lequel l'atténuation moyenne de la distribution d'intensité est réduite d'un facteur  $1/e$  de leur valeur maximale. Le short-term et le long-term beam spreading sont reliés par la relation [Fante-p-75] :

$$\langle \rho_L^2 \rangle = \langle \rho_c^2 \rangle + \langle \rho_s^2 \rangle \quad (2.34)$$

Les expressions du beam wander et du beam spreading sont obtenues sans faire l'approximation des faibles perturbations. De plus, lorsque le rayon de courbure devient petit, nous sommes alors ramenés au cas de l'onde sphérique.

### Validations numériques

La figure 2.13 présente la comparaison entre des simulations, réalisées grâce au code Pilot, et les expressions analytiques données par Fante [Fante-p-75]. On observe une très bonne corrélation entre les résultats simulés et les résultats théoriques. L'erreur relative reste inférieure à 20% sur l'ensemble (12% en moyenne) pour le beam wander. Pratiquement, il est difficile de mesurer

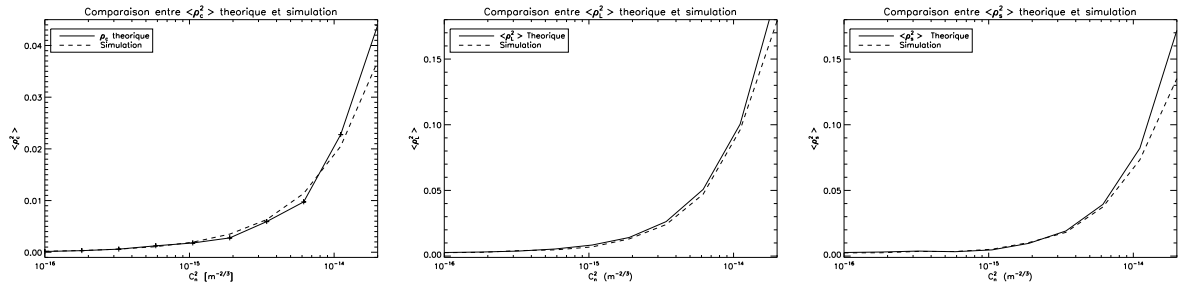


FIGURE 2.13 – Comparaison des valeurs théoriques et des valeurs obtenues par simulation numérique. De gauche à droite sont présentés le beam wander, le beam spreading longue pose et le beam spreading courte pose. La distance de propagation est de 10 km, la longueur d'onde de  $1.5 \mu\text{m}$  et  $w_{z=0} = 6 \text{ cm}$ .

la taille du faisceau courte pose car celui-ci peut être fortement éclaté et éloigné d'une distribution d'intensité gaussienne. Ainsi, pour mesurer le beam spreading, il est possible d'utiliser le rayon du cercle où 86.47% de l'énergie est contenue [Dios-a-08]. La comparaison des données issues de simulations et les courbes théoriques de  $\rho_L$  et  $\rho_s$  semblent être en accord malgré cette restriction.

#### 2.3.2.2 Fluctuations d'intensité et power in the bucket

##### Faisceaux gaussiens et scintillation

Les effets que nous avons présentés sont des effets moyens de la turbulence sur les faisceaux

gaussiens. La scintillation va également venir modifier l'intensité collectée après propagation. Du fait du profil gaussien spatialement limité des faisceaux, nous ne pouvons pas faire l'hypothèse de stationnarité spatiale. L'intensité moyenne évolue radialement en fonction de la distance au centre optique. De la même manière, la variance normalisée du log-amplitude évoluera également dans le champ. On note la variance du log-amplitude :

$$\sigma_{\chi}^2(\rho) = \frac{\text{Var}[\chi(\rho)]}{\langle \chi(\rho) \rangle^2} \quad (2.35)$$

La variance  $\sigma_{\chi}^2(\rho)$  croit généralement avec la distance  $\rho$ . Cette équation n'a pas de solution analytique simple, mais peut être évaluée par simulation numérique [Frehlich-a-00]. Toutefois, en faibles perturbations, Velluet *et al.* [Velluet-p-07] proposent un modèle simplifié permettant d'estimer ces fluctuations. Les fluctuations de  $\chi$  peuvent être expliquées par une combinaison des effets du beam wander et des fluctuations de petites tailles (la scintillation) du log-amplitude du faisceau laser. En considérant un faisceau gaussien,  $\chi$  vaut en l'absence de perturbation  $\chi_0 = -\frac{\rho^2}{w}$ , où  $\rho$  est la distance à l'axe et  $w$  le rayon du faisceau. La variance de  $\chi$  induite par le déplacement du faisceau gaussien (beam wander) peut s'écrire :

$$\sigma_{\chi,bw}^2(\rho) = 4 \frac{\rho^2}{w} \langle \rho_c^2 \rangle \quad (2.36)$$

Une estimation de la variance en faibles perturbations (équation 2.37), noté  $\sigma_{\chi}^2(\rho)$ , peut être obtenue en additionnant le terme induit par le beam wander et la variance sur-axe. La variance sur-axe  $\sigma_{\chi}^2(0)$  peut être estimée par la variance de Rytov pour le cas d'une onde sphérique.

$$\sigma_{\chi}^2(\rho) = \sigma_{\chi}^2(0) + \sigma_{\chi,bw}^2(\rho) \quad (2.37)$$

En fortes perturbations l'équation 2.37 n'est plus valable. En effet, le faisceau est fortement éclaté augmentant d'autant les fluctuations proches de l'axe. La figure 2.14 représente la variance radiale de l'intensité pour des forces de turbulence différentes :  $\sigma_R^2 = 0.147$  et  $\sigma_R^2 = 14.7$ .

### Power in the bucket

Lorsqu'on utilise des pupilles de taille non négligeable, il est possible d'intégrer le flux reçu sur l'ensemble de la surface de celle-ci au lieu de la considérer en un seul point. On définit le power in the bucket (PIB) comme l'intégrale de l'intensité du champ  $\psi_R$  reçue dans la pupille du télescope  $\mathcal{P}_R$ , normalisée par le flux total émis :

$$PIB = I = \frac{\int |\psi_R(\mathbf{r}')|^2 \mathcal{P}_R(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'}{\int |\psi_E(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}}, \quad (2.38)$$

où  $\psi_E$  représente le champ émis. On considère le champ  $\psi_E$  émis par l'une des extrémités de la LOA et  $\psi_R$  le champ reçu dans la pupille de l'autre extrémité de la liaison. Le PIB normalisé représente, en d'autres termes, le coefficient de couplage entre les deux extrémités de la liaison. Ce paramètre est au coeur de l'estimation de la qualité des liaisons optiques atmosphériques. En effet, pour les LOA présentant une modulation de type OOK et intégrant le flux sur l'ensemble



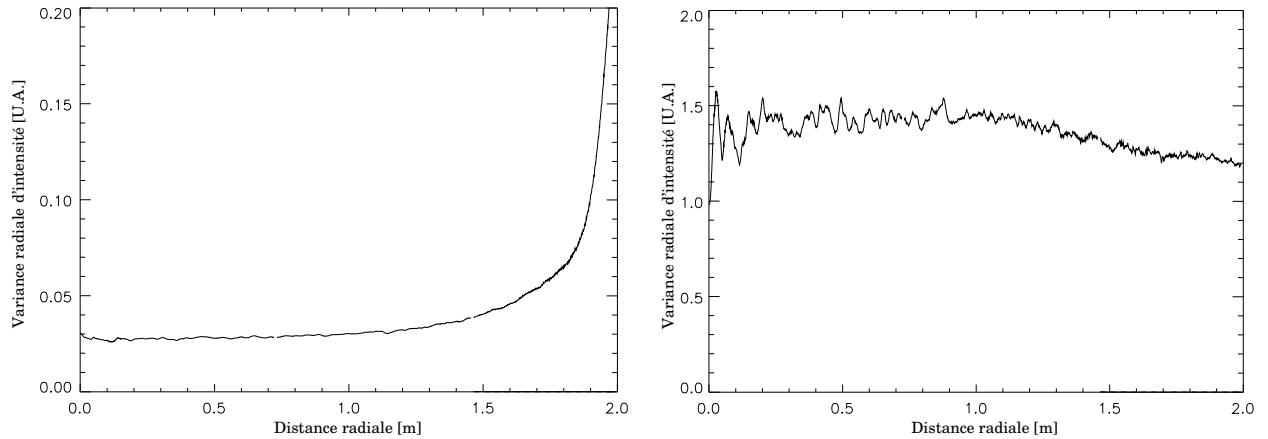


FIGURE 2.14 – Variance radiale de l'intensité normalisée. Gauche :  $\sigma_R^2 = 0.15$ , droite :  $\sigma_R^2 = 14.7$ .

de la pupille, le rapport signal-à-bruit est proportionnel au PIB. De plus, comme nous le verrons par la suite (cf. paragraphe 3.1.1), le taux d'erreur (BER) est également directement relié au PIB. Un autre paramètre important pour les communications optiques est la marge de la liaison (*link margin*) [Majumdar-l-08]. Elle s'exprime comme le rapport entre la puissance reçue et la puissance requise pour atteindre un BER fixé à taux de transmission donné.

L'effet conjugué du beam wander, du beam spreading et de la scintillation fait varier temporellement l'intensité collectée (PIB) sur la pupille de réception. Qualitativement, les déviations du faisceau provoquent généralement des variations de grande amplitude et de basse fréquence, tandis que la scintillation et le beam spreading entraînent des variations de fréquence plus élevée. La figure 2.15 illustre cette variation temporelle pour trois forces de turbulence différentes avec un diamètre du télescope de réception de 25 cm. La force de la turbulence est choisie constante le long du parcours de propagation pour être représentatif d'une liaison endo-atmosphérique. Nous avons pris des vitesses de vent comprises entre  $2.5 \text{ m.s}^{-1}$  et  $10 \text{ m.s}^{-1}$ . Nous observons que lorsque le vent ou la force de la turbulence augmentent, les variations temporelles augmentent également. Par conséquent, la qualité de la liaison décroît.

Les courbes présentées sur la figure 2.16, illustrent la modification de la fonction densité de probabilité du PIB en fonction de la force de la turbulence. Les paramètres de simulation ont été choisis pour assurer une variance de Rytov respectivement de  $\sigma_R^2 = 0.14$ , 1.4 et 14 pour les différentes forces de turbulence. Nous parcourons ainsi l'ensemble des régimes de perturbations (des faibles aux fortes). On constate que plus la turbulence augmente et plus la distribution diffère d'une distribution log-normale (notamment pour le cas  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ ). Lorsque les perturbations sont extrêmement fortes (saturation profonde), on s'attend à ce que la PDF suive une loi exponentielle négative [Gochelashvily-a-71, Bissonnette-a-79].

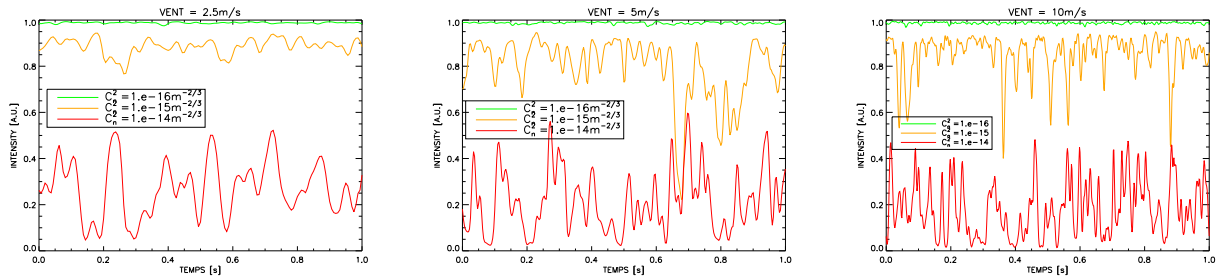


FIGURE 2.15 – Evolution temporelle de l'intensité (PIB). La distance de propagation est de 10 km et la longueur d'onde de  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ , diamètre de la pupille de réception  $\phi = 25 \text{ cm}$ .

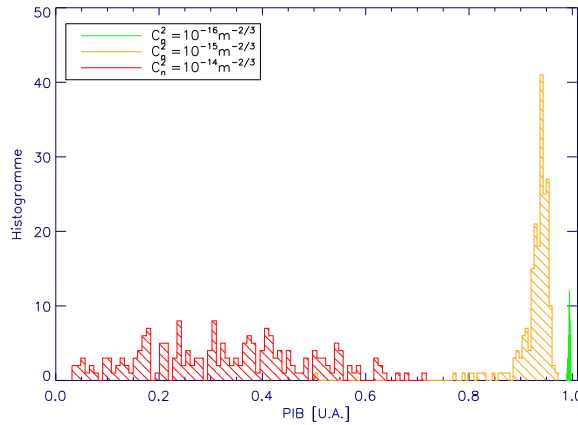


FIGURE 2.16 – Densité de probabilité de l'intensité pour une propagation à travers la turbulence. Longueur d'onde :  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ , distance de propagation : 10 km. L'intensité est intégrée sur une pupille de 30 cm. Histogrammes réalisés sur 300 propagations.

### 2.3.2.3 Régime des fortes turbulences

La classification de la force de la turbulence basée uniquement sur la variance de Rytov n'est applicable théoriquement que pour les ondes planes ou sphériques. Les conditions de faibles perturbations correspondent à des régimes où l'indice de scintillation sur l'ensemble du profil du faisceau est inférieur à l'unité. Pour les faisceaux gaussiens se propageant sur une trajectoire quasi-horizontale, le régime des faibles perturbations correspond à la double condition [Miller-a-94, Andrews-a-01] :

$$\sigma_R^2 < 1 \text{ et } \sigma_R^2 \left( \frac{2L}{kw_{z=L}^2} \right)^{5/6} < 1, \quad (2.39)$$

où  $\sigma_R^2$  est la variance de Rytov, et  $w_{z=L}$  le rayon du faisceau après propagation sur une distance  $L$  en espace libre sans turbulence. Si l'une de ces inégalités n'est pas satisfaite, le régime des

faibles perturbations n'est plus valide. Cette condition supplémentaire apparaît pour prendre en compte le profil du faisceau et assurer que l'inégalité  $\sigma_R^2 < 1$  reste valable sur l'intégralité du champ.

Dans la suite du manuscrit, nous nous concentrerons principalement sur des distances de propagation de  $L = 10$  km, une longueur d'onde de  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et des diamètres de faisceaux relativement grands ( $> 7$  cm). Avec ces paramètres numériques, le deuxième critère, c'est-à-dire  $\sigma_R^2 \left( \frac{2L}{kw_{z=L}^2} \right)^{5/6} < 1$ , sera toujours vérifié et nous pouvons utiliser exclusivement  $\sigma_R^2$  pour la caractérisation du régime de turbulence. En effet, en fixant, comme il sera justifié par la suite, un faisceau de taille  $w_{z=L} > 7$  cm, nous obtenons :  $\left( \frac{2L}{kw_{z=L}^2} \right)^{5/6} \simeq 1$ .

## 2.4 Conditions nominales

Dans la suite du manuscrit, nous présentons des résultats de simulations numériques relatifs à la propagation laser à travers la turbulence. Les conditions nominales typiques dans lesquelles s'effectuent ces modélisations sont choisies pour être représentatives d'une LOA endo-atmosphérique longue distance. La longueur d'onde, dans l'infrarouge proche, sera fixée à  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et la distance de propagation limitée à 10 km. De même et pour simplifier l'étude, nous fixerons de manière générale le diamètre du télescope autour de  $D = 25 - 30$  cm pour limiter l'encombrement physique du système. Ces télescopes émettent une onde cohérente et ne profitent pas de la diversité à l'émission. Le tableau 2.1 récapitule les valeurs numériques choisies pour les simulations numériques présentées dans les chapitres suivants. Nous considérons une altitude moyenne d'environ 30 m par rapport au sol pour pouvoir s'affranchir des obstacles sur le parcours de propagation (arbres, bâtiments, relief, ...).

	Valeurs numériques
Longueur d'onde	$\lambda = 1.5 \mu\text{m}$
Distance de propagation	$L = 10$ km
Diamètre du télescope	$D = 25 - 30$ cm
Hauteur de propagation	$h \simeq 30$ m

TABLE 2.1 – Tableau récapitulatif des valeurs numériques utilisées pour la modélisation.

Le profil de  $C_n^2$  est supposé constant le long du trajet. Cette distribution est représentative d'une liaison en ligne de visée horizontale. La dépendance du  $C_n^2$  à l'altitude est fixée par les lois de similitude de Monin-Obukhov qui font état d'une décroissance de la force de la turbulence en  $h^{-4/3}$  dans le cas d'une propagation diurne en milieu terrestre (respectivement  $h^{-2/3}$  dans le cas d'une propagation de nuit). A titre indicatif nous pouvons considérer les valeurs de  $C_n^2$  du tableau 9.1, où  $\sigma_R^2$  est la variance de Rytov et  $\rho_0$  est la cohérence spatiale de l'onde. Les conditions de propagation en faibles perturbations permettent d'estimer le comportement de la liaison dans un cas favorable. Dans la majorité des cas que nous sommes susceptibles de rencontrer, le contexte applicatif présenté ici correspond plutôt à de fortes perturbations. Cependant trois cas de turbulence atmosphérique nous permettent d'étudier les différents régimes de perturbations (faible,

	Faible	Médian	Fort
$C_n^2 (h = 2 \text{ m})$	$3.7 \cdot 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$	$3.7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$	$3.7 \cdot 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$
$C_n^2 (h = 30 \text{ m})$	$10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$	$10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$	$10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$
$\sigma_R^2 (h = 30 \text{ m})$	0.14	1.4	14
$\rho_0 (h = 30 \text{ m})$	14 cm	3.5 cm	0.9 cm

TABLE 2.2 – Valeurs de  $C_n^2$ ,  $\sigma_R^2$  et  $\rho_0$ , caractéristiques d'un climat continental en propagation horizontale.

intermédiaire et fort). Nous rappelons ici que les performances de la correction seront étudiées à l'aune des deux métriques : l'intensité moyenne  $\langle I \rangle$  ou PIB et les fluctuations d'intensité normalisées  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$ . L'influence des vibrations et des erreurs de pointage ne sont pas considérées.

Tous les résultats ont été obtenus avec des valeurs de  $L_0$  de l'ordre du mètre. La raison de cette limitation est liée à l'utilisation d'écrans de phase (cf. paragraphe 2.2.5) qui nous imposent une forte contrainte sur la taille physique de l'écran. En effet, il est nécessaire de bien échantillonner l'échelle interne tout en garantissant une largeur suffisante des écrans afin de minimiser les effets de repliement. L'échelle interne est de l'ordre de quelques millimètres. Ainsi, pour des raisons de temps de calcul et de taille mémoire des écrans de phase, nous nous limitons à des écrans de quelques mètres de largeur. L'échelle externe sera donc de taille limitée et son effet (notamment sur le beam wander) sous-estimé. Des méthodes ont été proposées [Frehlich-a-00] afin d'améliorer l'échantillonnage du  $L_0$ . Comme nous le verrons par la suite, cette limitation n'a, toutefois, pas d'impact majeur pour les cas qui nous intéressent (cf. paragraphe 2.3).



# **Deuxième partie**

## **Le canal optique**



# Chapitre 3

## Effet de la turbulence atmosphérique

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Caractérisation des liaisons de télécommunication</b>	<b>62</b>
3.1.1	Le taux d'erreur	62
3.1.2	Propriétés statistiques de l'intensité	65
3.1.3	Cas d'une liaison terrestre	67
3.1.4	Estimation effective de la qualité d'une LOA en simulation	69
<b>3.2</b>	<b>Les méthodes d'atténuation de l'effet de la turbulence</b>	<b>70</b>
3.2.1	Les méthodes de diversité	70
3.2.2	La mise en forme des faisceaux	72
<b>3.3</b>	<b>Conclusion</b>	<b>72</b>

---

Au chapitre précédent, nous avons étudié l'effet de la turbulence atmosphérique sur la propagation laser. Afin de caractériser plus avant les effets de ces perturbations sur les LOA, nous présentons dans ce chapitre l'estimation de la qualité d'une liaison optique en espace libre (paragraphe 3.1). Cette estimation peut-être réalisée, entre autre, par l'intermédiaire du taux d'erreur (BER). Malheureusement, celle-ci repose en général sur la connaissance précise de la densité de probabilité de l'intensité. Dans le cas des fortes perturbations, il n'existe pas aujourd'hui d'approche satisfaisante pour la caractériser. C'est pour cette raison que nous proposons d'estimer, dans le cadre de simulations numériques, la liaison par l'intermédiaire de l'intensité moyenne et des fluctuations d'intensité (paragraphe 3.1.4). Pour des liaisons supérieures à quelques kilomètres, la turbulence est un facteur majeur de dégradation de la liaison, il convient donc d'en atténuer les effets. Avant d'aborder le travail de thèse proprement dit qui fera l'objet de la partie trois de ce manuscrit, nous présentons (paragraphe 3.2) les méthodes proposées et mises en œuvre décrites dans la littérature afin de comprendre l'intérêt et l'efficacité de chacune. Dans un second temps, et dans le contexte plus spécifique des travaux présentés dans ce manuscrit, nous mettons en évidence l'intérêt de la précompensation par optique adaptative d'une liaison optique atmosphérique. Cet aspect sera développé plus spécifiquement au chapitre suivant.



## 3.1 Caractérisation des liaisons de télécommunication

### 3.1.1 Le taux d'erreur

#### 3.1.1.1 Capacité du canal de transmission

La capacité d'un canal de transmission est la quantité maximale d'information que l'on peut transmettre de manière fiable, c'est-à-dire sans perte d'information. La capacité  $C$  d'un canal de transmission avec un bruit blanc gaussien additif (AWGN) est donnée par le théorème de Shannon-Hartley par [Shannon-1-49, Viterbi-1-79] :

$$C(t) = B \log_2(1 + SNR(t)) \quad (3.1)$$

La capacité d'un canal  $C$  est exprimée en bit/s, la bande passante  $B$  en Hertz, et  $SNR$  représente le rapport signal-à-bruit. Une communication sans erreur ne peut avoir lieu que lorsque le débit est inférieur à  $C$ . L'échelle de temps à laquelle varie le rapport signal-à-bruit et la capacité du canal est en général de quelques ordres de grandeurs plus faibles que la vitesse de modulation du porteur du signal. Dans le cas des LOA,  $B$  est de l'ordre du GHz et les variations temporelles du  $SNR$  de l'ordre de la milliseconde. Le  $SNR$  varie au cours du temps à cause des variations de flux causées par la turbulence atmosphérique. La capacité du canal  $C(t)$ , étant liée au rapport signal-à-bruit, va varier au cours du temps. Lorsque le débit de transmission des données sera supérieur à la capacité canal, la liaison subira des pertes d'information.

#### 3.1.1.2 Le taux d'erreur moyen sans turbulence

Le taux d'erreur, plus communément noté BER pour bit error rate, est défini par :

$$BER = \frac{\text{Nombre d'erreurs}}{\text{Nombre de bits transmis}} = Pr(E) \quad (3.2)$$

Lorsqu'il n'y a pas de turbulence atmosphérique, on peut calculer simplement la probabilité d'occurrence d'une erreur,  $Pr(E)$ , dans le cas de la modulation On-Off Keying (OOK) où chaque bit est codé par un pulse de lumière respectivement allumé ou éteint pendant la durée du bit. La figure 3.1 illustre le calcul des différentes probabilités d'erreur en fonction du seuil de détection. Nous considérons pour le calcul qu'un bruit de statistique gaussienne s'ajoute au signal à la détection. La présence de ce bruit va créer des erreurs de 2 types :

- détection d'un '1' alors qu'un '0' a été émis : partie hachurée verte sur la courbe figure 3.1
- détection d'un '0' lorsqu'un '1' a été émis : partie hachurée rouge sur la même figure.

La probabilité de telles erreurs est notée  $Pr(1|0)$  (probabilité de fausse alarme) et  $Pr(0|1)$  (probabilité de détection manquée) respectivement. Ainsi, en notant  $i_T$  le niveau de seuil,  $I$  le signal sans le bruit et  $\sigma_N^2$  la variance du bruit (Cf. annexes A.1) :

$$Pr(1|0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_N} \int_{i_T}^{\infty} e^{-I^2/2\sigma_N^2} dI = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{i_T}{\sqrt{2}\sigma_N} \right)$$

$$Pr(0|1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_N} \int_{-\infty}^{i_T} e^{-(I-is)^2/2\sigma_N^2} dI = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{I - i_T}{\sqrt{2}\sigma_N} \right)$$

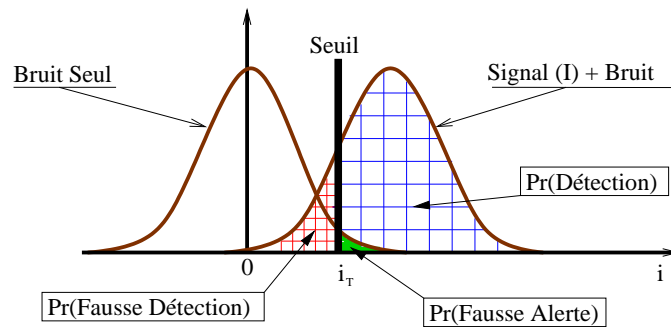


FIGURE 3.1 – Probabilité de détection et de fausse alarme (source [Andrews-1-98]).

En fixant le seuil à la moitié de la dynamique  $i_T = I/2$ , on a  $Pr(0|1) = Pr(1|0)$ . En supposant que la probabilité d'occurrence que le signal émis est égal à 1,  $p_1$ , soit égale à celle que le signal émis soit égal à 0,  $p_0$  (avec  $p_0 = p_1 = 0.5$ ), on obtient la probabilité totale d'erreur sans turbulence  $Pr(E)^{sans\ turb}$  [Gagliardi-1-76] :

$$\begin{aligned} Pr(E)^{sans\ turb} &= p_0 Pr(1|0) + p_1 Pr(0|1) \\ &= \frac{1}{2} \left( \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{i_T}{\sqrt{2}\sigma_N} \right) \right) + \frac{1}{2} \left( \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{I - i_T}{\sqrt{2}\sigma_N} \right) \right) \\ &= \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{SNR_0}{2\sqrt{2}} \right), \end{aligned}$$

où  $SNR_0 = \frac{I}{\sigma_N}$  représente le rapport signal-à-bruit à la détection.

### 3.1.1.3 Taux d'erreur en présence de turbulence

Différentes approches ont été développées afin de caractériser le taux d'erreur en présence de turbulence. La première consiste à le calculer en s'appuyant sur des expressions analytiques des densités de probabilité des phénomènes en jeu. La seconde consiste à en faire une évaluation directe par modélisation bout en bout du phénomène par tirages de Monte Carlo. Nous allons voir que ces deux approches présentent chacune des fortes limitations.

#### Pourquoi la turbulence augmente la probabilité d'erreur ?

Nous venons de voir que le taux d'erreur est fonction du rapport signal sur bruit à la réception ( $SNR$ ), c'est-à-dire, à niveau de bruit constant, de l'amplitude du signal à la réception. Ceci est vérifié quel que soit le type de détecteur utilisant la notion de seuil de détection (détection non cohérente). La turbulence atmosphérique va faire fluctuer l'amplitude du signal reçu de manière aléatoire. Le signal reçu  $I(t)$  devient alors une variable aléatoire avec une densité de probabilité  $PDF(I)$ . Ainsi, la probabilité d'erreur  $Pr(E)$  va également devenir une variable aléatoire. La probabilité d'erreur vis-à-vis de ces deux phénomènes aléatoires (bruit plus turbulence) doit être alors évaluée en intégrant vis-à-vis du phénomène turbulent la probabilité de l'erreur calculée précédemment vis-à-vis du bruit.

Pour des liaisons optiques inférieures au kilomètre [Andrews-1-01], les systèmes ont généralement assez de marge (link margin) pour ne pas voir leurs performances dégradées par les effets de la scintillation. Pour les liaisons de plus grandes distances, la turbulence va être un facteur déterminant du taux d'erreur.

### Estimation du BER grâce à la densité de probabilité

Nous venons de voir, au paragraphe 3.1.1.2 que :

$$Pr(E)^{sans\ turb} = BER_0 = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{SNR_0}{2\sqrt{2}} \right) \quad (3.3)$$

Dans le cas où le signal reçu et donc le SNR varie, c'est-à-dire en particulier en présence de turbulence atmosphérique, la probabilité d'erreur est une probabilité conditionnelle qui doit être moyennée sur la densité de probabilité (PDF) du signal collecté  $I$ . Nous avons ainsi la probabilité d'erreur en présence de turbulence dans le cas d'un niveau de seuil adaptatif :

$$Pr(E)^{turb} = \langle BER \rangle = \int_0^\infty Pr(E|I=s)^{sans\ turb} p_I(s) ds \quad (3.4)$$

$$= \frac{1}{2} \int_0^\infty \operatorname{erfc} \left( \frac{s}{2\sqrt{2}\sigma_N} \right) p_I(s) ds \quad (3.5)$$

Malheureusement, la loi de probabilité  $p_I(s)$  est mal connue (cf. paragraphe 3.1.2.2) dès lors que les turbulences sont fortes. Pour calculer le BER, certains auteurs [Sandolidis-a-08] considèrent un modèle  $K$  pour la densité de probabilité tandis que d'autres [Andrews-p-08] proposent le modèle  $\Gamma\Gamma$ . Dans les deux cas, ces modèles sont empiriques et ont des domaines de validité mals connus. Le calcul d'une telle quantité nécessite donc l'estimation numérique de  $p_I(s)$  ou l'estimation directe du BER.

### Estimation directe du BER par tirage de Monte Carlo

L'estimation directe du BER se fait par comptage d'événements modélisés avec une simulation complète de la propagation et de la détection. Une simulation complète d'un événement présentant un coût de calcul assez lourd, il est intéressant d'évaluer le nombre de tirages requis pour estimer le BER.

Le niveau de confiance  $CL$  d'avoir le BER inférieur à un niveau donné permet de connaître le pourcentage de chance que l'estimation effective du BER soit celle du BER réel. Si l'on souhaite avoir un niveau de confiance de  $CL = 90\%$  d'avoir un BER inférieur à  $10^{-9}$ , il faudra simuler la transmission de  $n = 2.3 * 10^9$  bits si le nombre d'erreur constaté est de  $N = 0$  et  $n = 3.88 * 10^9$  bits pour  $N = 1$  (cf. annexes A.2). Ce nombre de transmissions élevé est prohibitif dans le cas de simulations numériques utilisant des écrans de phase, donc élevées en temps de calcul.

### Limitations du taux d'erreur moyen

Le BER moyen permet d'évaluer les caractéristiques moyennes d'une liaison de télécommunication mais ne permet pas d'accéder à l'estimation instantanée du taux d'erreur. La turbulence

atmosphérique limite l'intérêt de l'utilisation d'une grandeur statistique moyenne pour évaluer la qualité de la liaison. En effet, dans le cas d'une propagation à travers la turbulence, le BER instantané augmente de façon très importante du fait de l'atténuation que peut subir le signal. La durée d'extinction du signal (de l'ordre de la milliseconde) est de plusieurs ordres de grandeurs supérieurs à la durée d'un bit. Il faut donc établir un compromis entre BER moyen et taux de transmission. Il existe également d'autres métriques permettant de quantifier la qualité d'une liaison (temps moyen d'extinction (mean fade time), la probabilité d'obtenir une extinction (probability of fade), ...) limitant l'intérêt du BER moyen comme métrique absolue de caractérisation d'une LOA.

### 3.1.2 Propriétés statistiques de l'intensité

#### 3.1.2.1 Estimation de la densité de probabilité de l'intensité

Nous venons de voir au paragraphe 2.2 que les différents régimes de turbulence conduisent à des fonctions de densité de probabilité de l'intensité qui peuvent être soit représentées par une loi log-normal en faibles turbulences soit par une fonction encore mal décrite théoriquement en fortes perturbations. Dès que l'on sort du régime de Rytov, l'intensité ne suit plus une loi log-normale.

Dans le cadre des liaisons optiques atmosphériques, la fonction densité de probabilité permet de calculer le taux d'erreur (cf. paragraphe 3.1.1). C'est donc une grandeur importante en vue de la caractérisation des LOA. Malheureusement, la description théorique est mal connue, et il est difficile de bien caractériser le lien à l'aide d'une simulation numérique en utilisant une métrique de type taux d'erreur moyen. On cherche en effet, pour les télécommunications optiques, des BER très faibles (de l'ordre de  $10^{-9}$  voire  $10^{-12}$ ). Ceci oblige à avoir une expression analytique précise de la densité de probabilité ou à effectuer une étude statistique poussée.

Certains auteurs [Majumdar-p-07] proposent l'utilisation de moments statistiques de grands ordres pour l'estimation de la PDF, mais ces estimations restent problématiques dans le cadre de simulations numériques de bout en bout. Parallèlement, des méthodes non paramétriques d'estimation de la fonction densité de probabilité (PDF) a posteriori (l'estimateur de Parzen [Parzen-a-62] par exemple) existent. Toutefois, elles ne permettent pas une diminution significative du nombre de réalisations nécessaires pour l'estimation de PDF par rapport à une estimation de type Monte Carlo.

#### 3.1.2.2 La loi Gamma–Gamma

Certains auteurs [Al-Habash-a-01] proposent d'utiliser une loi empirique nommée Gamma–Gamma ( $\Gamma - \Gamma$ ) pour décrire la densité de probabilité de l'intensité totale collectée par une optique circulaire. Cette loi est actuellement fortement utilisée pour l'étude des LOA vis-à-vis du traitement du signal. Le modèle suppose que les fluctuations d'intensité de petites tailles (phénomène diffractif) sont modulées multiplicativement par les fluctuations d'intensité de grandes tailles (phénomène réfractif). Posons  $I = I_x I_y$  l'intensité à la réception après propagation, où  $I_x$  et  $I_y$  représentent respectivement les fluctuations d'intensité de petites et grandes tailles. On

suppose par ailleurs que  $I_x$  et  $I_y$  sont statistiquement indépendantes et sont décrites par une loi de distribution de type Gamma. L'intensité  $I$  suivra alors une loi de densité de probabilité de type  $\Gamma - \Gamma$ .

$$p(I) = \frac{2(\alpha\beta)^{(\alpha+\beta)/2}}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)} I^{(\alpha+\beta)/2-1} K_{\alpha-\beta} \left( 2\sqrt{\alpha\beta I} \right), I > 0 \quad (3.6)$$

où  $K_p$  est la fonction de Bessel modifiée de seconde espèce et d'ordre  $p$ .  $\alpha$  (resp.  $\beta$ ) représente le nombre effectif de petites (resp. grandes) cellules turbulentes. Ces grandeurs sont calculées à partir des conditions de propagation :

$$\frac{1}{\alpha} = \sigma_x^2 = \exp \left[ \frac{0.49\beta_0^2}{\left(1 + 0.18d^2 + 0.56\beta_0^{12/5}\right)^{7/6}} \right]$$

$$\frac{1}{\beta} = \sigma_y^2 = \exp \left[ \frac{0.21\beta_0^2 \left(1 + 0.69\beta_0^{12/5}\right)^{-5/6}}{\left(1 + 0.90d^2 + 0.62\beta_0^{12/5}\right)} \right]$$

Avec  $L$  la distance de propagation,  $\beta_0 = 0.5C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$  la variance de Rytov pour une onde sphérique,  $d = \sqrt{\frac{kD^2}{4L}}$  le rapport adimensionné du diamètre de l'optique par la distance de Fresnel et  $D$  le diamètre de l'optique de réception.

En faibles perturbations, le modèle  $\Gamma - \Gamma$  donne des résultats similaires au modèle log-normal [Al-Habash-a-01] et s'ajuste aux données de simulations réalisées par Flatté et al. [Flatte-a-94]. Lorsque la turbulence augmente encore (régime de saturation), la fonction densité de probabilité de l'intensité dans le plan de réception tend vers une loi exponentielle décroissante [Gochelashvily-a-71, Bissonnette-a-79]. La fonction heuristique  $\Gamma - \Gamma$  permet donc de décrire l'intégralité des régimes de turbulence et présente une bonne corrélation avec les données issues de simulations numériques [Al-Habash-a-01]. Néanmoins elle ne découle d'aucune dérivation analytique et son domaine de validité reste à quantifier.

### 3.1.2.3 Le moyennage spatial par la pupille de réception

Une manière efficace d'atténuer les effets de la turbulence est d'augmenter de la taille physique du télescope : le moyennage spatial par la pupille de réception (ou l'*aperture averaging*). Nous avons étudié aux paragraphes 2.2.3.3 et 2.2.4 les tailles caractéristiques des grains de scintillation à la réception. En moyennant sur plusieurs grains de scintillation il sera alors possible de diminuer le taux de scintillation global. Afin de quantifier les effets de l'*aperture averaging* sur le signal reçu il est nécessaire de multiplier le taux de scintillation  $\sigma_I^2$  obtenu pour un point par le facteur  $A$ , le facteur d'*aperture averaging* [Fried-a-67, Tatarski-l-71] :

$$\sigma_I'^2 = A\sigma_I^2 \quad (3.7)$$

A, facteur d'aperture averaging, est donné pour un faisceau gaussien collimaté par [Ricklin-1-08] :

$$A = \frac{16}{\pi} \int_0^1 x \exp \left( -\frac{D^2 x^2}{\beta_0^2} * \left[ 2 + \frac{\beta_0^2}{w_{z=0}^2} \left( \frac{2z}{kw_{z=0}} \right)^2 - \frac{\beta_0^2 \phi^2}{w_{z=L}^2} \right] \right) * \left( \text{Arccos}(x) - x\sqrt{1-x^2} \right) dx, \quad (3.8)$$

où  $D$  est le diamètre de la pupille de réception,  $w_{z=0}$  et  $w_{z=L}$  respectivement le rayon du faisceau à l'émission et à la réception en absence de turbulence,  $\beta_0 = (0.55C_n^2 k^2 L)^{-3/5}$  est la longueur de cohérence pour une onde sphérique et  $\phi \triangleq \frac{kw_{z=0}^2}{2z} - \frac{2z}{k\beta_0^2}$  pour un faisceau collimaté. La figure 3.2 illustre l'efficacité de l'aperture averaging pour différents régimes de turbulence et longueurs d'onde. L'aperture averaging apparaît comme moins efficace aux longueurs d'onde les plus élevées, ce qui se justifie par le fait que le nombre de grains de scintillation dans la pupille diminue.

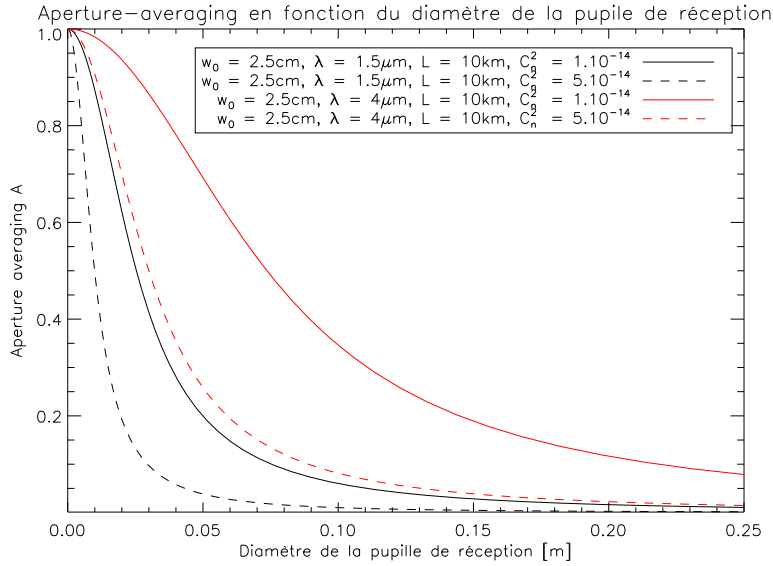


FIGURE 3.2 – Facteur d'atténuation des fluctuations du PIB en fonction du diamètre de la pupille de réception pour différentes configurations de propagation.

### 3.1.3 Cas d'une liaison terrestre

Afin de donner un ordre de grandeur de la qualité d'une LOA en termes de BER moyen, nous présentons dans ce paragraphe, une évaluation dans des conditions classiques de turbulence. Nous avons vu que la probabilité d'erreur en absence de turbulence peut être calculée par :

$$P_r(E)^{\text{sans turb}} = \frac{1}{2} \text{erfc} \left( \frac{I}{2\sqrt{2}\sigma_d} \right), \quad (3.9)$$

où  $\sigma_d$  représente le bruit de détection que l'on suppose constant et  $I$  l'intensité reçue. En présence de turbulence, la probabilité d'erreur doit être calculée par la probabilité conditionnelle moyennée sur la densité de probabilité  $p_I$  du signal collecté  $I$ .

$$Pr(E)^{turb} = \frac{1}{2} \int_0^\infty \text{erfc} \left( \frac{s}{2\sqrt{2}\sigma_d} \right) p_I(s) ds \quad (3.10)$$

Cette équation permet ainsi d'obtenir la probabilité d'erreur en présence de turbulence dans le cas d'un niveau de seuil calculé de manière adaptatif [Majumdar-1-08]. La figure 3.3 présente le BER moyen  $\langle BER \rangle$  en absence et en présence de turbulence en fonction de l'intensité moyenne reçue  $\langle I \rangle$ . Différentes forces de turbulence sont représentées et sont discriminées selon leur variance normalisée  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$ . Les courbes de gauche (resp. droite) représentent l'évolution du BER moyen

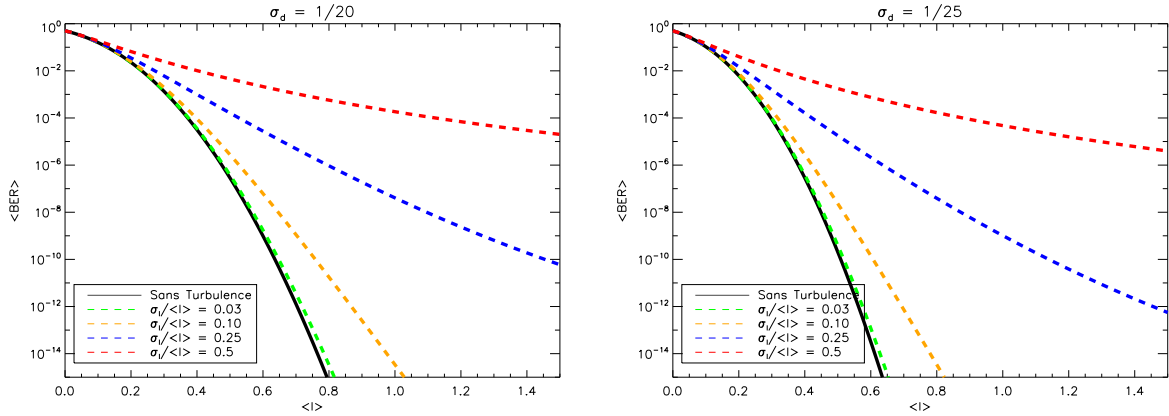


FIGURE 3.3 –  $BER$  moyen en présence de turbulence atmosphérique en fonction de l'intensité moyenne reçue. Figure de gauche :  $\sigma_d = 1/20$ . Figure de droite :  $\sigma_d = 1/25$ .

pour un bruit de détection fixé à  $\sigma_d = 1/20$  (resp.  $\sigma_d = 1/25$ ). La densité de probabilité  $p_I$  suit une loi log-normale. Lorsque le diamètre du télescope de réception est suffisant pour que l'inégalité  $D > \frac{\lambda L}{r_0}$  soit respectée ou bien lorsque la correction par optique adaptative est efficace, nous pouvons supposer que la distribution de l'intensité suit effectivement une statistique log-normale. Toutefois, il a été constaté que la distribution log-normale sous-estime le comportement de la 'queue' de la PDF par rapport aux données expérimentales. Cette sous-estimation de la queue peut avoir des conséquences importantes sur l'estimation du taux d'erreur des systèmes de communication car il est principalement calculé à partir de la queue de la PDF. Néanmoins, nous basons nos calculs en supposant une loi log-normale, qui bien que donnant des résultats optimistes permet de fixer les objectifs en termes de qualité de la liaison vis-à-vis d'un critère classique des télécommunications.

La diminution du bruit de détection a pour effet d'améliorer le rapport signal-à-bruit et de diminuer le BER. En absence de turbulence, alors qu'il suffit d'une intensité reçue de  $I = 0.55$  à  $\sigma_d = 1/25$  pour obtenir un taux d'erreur de  $10^{-12}$ , il est nécessaire d'augmenter l'intensité reçue

à  $I = 0.7$  à  $\sigma_d = 1/20$  pour atteindre ce même taux d'erreur. Fixons, à titre d'exemple, les fluctuations d'intensité à  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = 0.25$  et l'intensité moyenne à  $\langle I \rangle = 0.7$  pour un bruit de détection de  $\sigma_d = 1/25$  (en bleu sur la figure de droite). Le taux d'erreur est alors de  $\langle BER_{\sigma_d=1/25} \rangle = 10^{-6}$ . Afin d'obtenir un taux d'erreur de  $10^{-12}$ , plus proche des taux désirés en télécommunication optique, il est nécessaire de doubler l'intensité émise ou de diminuer les fluctuations d'intensité normalisées d'un facteur 2.5 (courbe en jaune).

Lorsque la force de la turbulence augmente, ceci a d'une part pour effet d'augmenter la variance normalisée  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$ , et d'autre part de diminuer l'intensité moyenne reçue  $\langle I \rangle$ . Ainsi, lorsque la turbulence atmosphérique nous permet d'atteindre une variance normalisée de  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = 0.1$  (courbe en jaune sur la figure) et une intensité de  $\langle I \rangle = 0.7$ , le taux d'erreur est de  $BER_{\sigma_d=1/20} = 10^{-7}$ . Lorsque la turbulence augmente à  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = 0.25$  (courbe en bleu sur la figure) et que l'intensité moyenne chute à  $\langle I \rangle = 0.50$ , le taux d'erreur est multiplié par un facteur 1000. Le cas le plus défavorable ( $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = 0.5$  en rouge sur la figure), ne permet pas d'atteindre un taux inférieur à  $10^{-6}$  pour les SNR examinés.

Pour une liaison terrestre, l'effet de la turbulence en l'état n'est pas supportable. En effet, un cas typique de turbulence atmosphérique mène à des fluctuations d'intensité de l'ordre de  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = 0.5$ . L'augmentation de puissance optique, afin de limiter le BER, n'est possible que dans une certaine gamme de puissance et son efficacité sera limitée aux forts  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$ . L'élaboration de systèmes permettant de diminuer le taux d'erreur de manière significative est donc essentielle.

### 3.1.4 Estimation effective de la qualité d'une LOA en simulation

Nous avons vu que le calcul des performances d'une liaison repose sur la connaissance précise de la densité de probabilité de l'intensité. Lorsque les perturbations sont faibles, la distribution suit une loi log-normale. Le calcul de sa moyenne et de sa variance suffisent à la caractériser. En revanche, dans le cas des fortes perturbations, il n'existe pas aujourd'hui d'approche satisfaisante pour la caractériser avec précision. Il est clair que moyenne et variance de l'intensité ne permettront pas une estimation complète de la qualité de la liaison. Toutefois, nous utiliserons ces moments statistiques comme critères pour évaluer la qualité des LOA étudiées dans le cadre de ce manuscrit et pour effectuer une comparaison directe entre les différentes méthodes de correction envisagées. Cette approche permet de s'affranchir des limitations liées au régime de turbulence (faible ou forte) et de rester le plus général possible. Dans la suite du manuscrit, nous caractériserons la qualité de la transmission à travers l'atmosphère par la moyenne de l'intensité collectée sur la pupille et l'écart-type normalisé (ou fluctuations d'intensité) :

$$I_{moy} = \langle I \rangle = PIB \text{ moyen} \quad (3.11)$$

$$\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = \frac{\sqrt{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}}{\langle I \rangle} \quad (3.12)$$



où  $\langle \cdot \rangle$  représente la moyenne d'ensemble et  $I$  l'intégrale de l'intensité du champ  $\psi_R$  dans la pupille du télescope de réception  $\mathcal{P}_R$ , normalisée par le flux total émis :

$$I = PIB = \frac{\int |\psi_R(\mathbf{r}')|^2 \mathcal{P}_R(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'}{\int |\psi_E(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}}, \quad (3.13)$$

où l'indice  $R$  (resp.  $E$ ) représente le plan de réception (resp. émission) et  $\psi$  le champ complexe. La présence de deux métriques peut alors poser problème lors de l'évaluation des performances. Certains auteurs [Xiao-p-07] proposent une méta-métrique :  $\Delta$  contenant les deux métriques précédentes :  $\Delta = \langle I \rangle (1 - \sigma_I / \langle I \rangle)$ . Bien évidemment ce choix reste arbitraire et d'autres méta-métriques peuvent lui être préférées. Pour notre part, nous considérerons les deux.

## 3.2 Les méthodes d'atténuation de l'effet de la turbulence

Nous avons vu que la turbulence risque de fortement perturber la qualité de la liaison, d'autant plus que les distances à parcourir seront importantes. De nombreuses techniques ont déjà été proposées pour atténuer cet effet, nous les présentons rapidement ci-dessous. Les techniques évoquées ci-après ne sont pas exhaustives, et représentent des méthodes classiques d'amélioration du bilan de liaison d'une LOA dans un environnement terrestre.

### 3.2.1 Les méthodes de diversité

Les techniques de diversité consistent à utiliser les décorrélations (spatiales, temporelles ou en longueur d'onde) du canal de transmission (ici l'atmosphère terrestre) pour atténuer les effets de la turbulence. Chaque canal étant indépendant statistiquement, la turbulence atmosphérique aura un effet différent et l'effet de la turbulence en sera réduit par moyennage. En première approximation, cela revient à diviser  $\sigma_I^2$  par  $N$ , où  $N$  est le nombre de canaux. Les différentes méthodes envisageables de diversité ne sont pas exclusives et peuvent être utilisées conjointement dans un même système de LOA. Toutes ces méthodes de diversité nécessitent un processus de synchronisation entre les différents signaux reçus. Ces différentes techniques d'atténuation des effets de la turbulence atmosphérique ont été étudiées en détail par Khalighi [Xu-a-09, Khalighi-a-09-b] d'un point de vue traitement du signal.

#### 3.2.1.1 Diversité en longueur d'onde

La diversité en longueur d'onde consiste à émettre une information redondante, à travers le même chemin optique, par la biais de plusieurs faisceaux possédant des longueurs d'onde différentes. Malheureusement, une partie importante des effets de scintillation étant d'origine géométrique et non diffractive, la dépendance en longueur d'onde de la turbulence atmosphérique reste faible et les différents canaux de propagation ne sont que faiblement décorrélés. Pour cette raison, il n'est attendu qu'une modeste réduction de l'indice de scintillation en utilisant la diversité à plusieurs longueurs d'ondes [Kiasaleh-a-06, Peleg-a-06] à l'émission. La diminution

de l'indice de scintillation reste limitée (de l'ordre de 10% [Kiasaleh-a-06]). Une meilleure réduction est obtenue en propageant des faisceaux longueurs d'onde fortement différentes. Il est alors difficile de concevoir une optique performante à ces deux longueurs d'onde.

### 3.2.1.2 Diversité d'émetteur et de récepteur

Pour réduire l'influence de la turbulence, il est possible de disposer plusieurs faisceaux lasers à l'émission. Contrairement au cas précédent, la diversité d'émetteur se base sur une décorrélation spatiale des effets de la turbulence, c'est-à-dire que les différents faisceaux ne se propagent pas à travers le même chemin optique. Ajouter plusieurs lasers incohérents entre eux à l'émission peut être vu comme une diminution de la cohérence du laser émis [Polynkin-a-07] ce qui a pour effet de diminuer le taux de scintillation [Voelz-p-04, Ricklin-l-08, Baykal-a-09]. La complexité et le coût important de mise en œuvre nécessitant un alignement complexe des sources et la génération d'un grand nombre de sources incohérentes entre elles peuvent rendre ce type de système prohibitif. Pour bénéficier pleinement de la diversité à l'émission, il est préférable d'espacer les faisceaux à l'émission d'une distance supérieure à  $\simeq \rho_0$ .

A l'inverse de la diversité à l'émission, il est possible de disposer d'un système de réception mettant en place plusieurs récepteurs : la diversité de réception. De tels systèmes se composent généralement de plusieurs pupilles de réception permettant de faire la moyenne des signaux reçus. Du point de vue conceptuel, de tels systèmes sont très proches de l'utilisation d'une grande pupille (aperture averaging). La simplicité de mise en œuvre de la diversité de récepteur pousse à l'étude de tels systèmes [Belmonte-a-97, Razavi-p-05, Khalighi-a-09-b].

### 3.2.1.3 Diversité temporelle

Le temps de cohérence du canal de transmission (l'atmosphère) est relativement long devant la durée d'émission d'un bit, typiquement une milliseconde devant une nanoseconde. Il est alors possible de transmettre les données plusieurs fois [Xu-p-08, Xu-a-09] et de profiter de la décorrélation temporelle de la turbulence atmosphérique. Le temps de latence entre deux transmissions successives de données doit être supérieur au temps de corrélation de l'atmosphère. Si la probabilité d'une erreur est  $p_e$ , alors la probabilité conjointe de la diversité temporelle sera  $p_e^2$ . L'ordre de grandeur du temps de corrélation est de l'ordre de 10 ms [Davis-p-02]. Malheureusement, cette technique présente peu d'intérêt par rapport à des solutions classiques de multiplexage en longueurs d'ondes (WDM). De plus, lorsque la taille de la pupille de réception est grande, le temps de cohérence est très long devant la durée d'émission d'un bit. Ainsi un temps de cohérence long implique des mémoires tampons de très grandes tailles (de l'ordre de  $\propto 10^6$  bits). En pratique, exploiter la diversité temporelle reste difficile pour les grands diamètres de pupille [Khalighi-a-09-b].

## 3.2.2 La mise en forme des faisceaux

### 3.2.2.1 Cas statique

Nous avons considéré jusqu'à présent des faisceaux gaussiens. Cette géométrie de faisceaux n'est pas toujours la plus appropriée pour les LOA en présence de turbulence. Certains auteurs proposent d'utiliser d'autres formes de faisceaux [Li-p-05, Cai-a-08]. Les dérivations analytiques [Eyyuboglu-a-06] proposent notamment l'utilisation de faisceaux annulaires (dark hollow beam) dans le cadre des faibles perturbations. A titre d'exemple, la modification de la géométrie du faisceau permet de passer d'un taux de scintillation sur axe de 0.8 pour un faisceau gaussien à 0.65 pour faisceau en forme d'anneau asymétrique (dark hollow beam). L'établissement de ces résultats ne restent valables que dans le régime des faibles perturbations. Lorsque la turbulence augmente et que l'on rentre dans le régime de fortes perturbations, la géométrie du faisceau initial impacte peu la géométrie finale du faisceau après propagation. Celui-ci tend à devenir un faisceau approchant, en moyenne, une gaussienne quelle que soit la géométrie du faisceau initial.

La géométrie de la pupille du télescope de réception particulière (occultation centrale pour les télescopes de type Cassegrain par exemple) impose également une géométrie de faisceau optimale différente de la gaussienne. Mansell [Mansell-p-06] propose d'utiliser des miroirs de relai pour mettre en forme le faisceau et maximiser l'énergie de couplage entre deux télescopes de type Cassegrain. D'autres auteurs [Li-p-05] proposent de modifier la répartition gaussienne en un faisceau annulaire pour maximiser le couplage. D'autre part, il a été montré [Henderson-p-08, Carbon-p-03] qu'il est possible d'utiliser un miroir déformable pour faire de la mise en forme de faisceau (super-gaussienne circulaire, super-gaussienne carrée, anneau circulaire, anneau carrée, ...) à l'émission ou à la réception.

### 3.2.2.2 Cas dynamique

Les effets de la turbulence atmosphérique évoluent rapidement dans le temps. Afin d'y pallier, il est possible de moduler la phase et l'amplitude du faisceau à l'émission pour minimiser en temps réel les fluctuations de flux à la réception (PIB). De la même manière que la mise en forme de faisceau statique permet d'atténuer en moyenne les effets de la turbulence, la mise en forme dynamique permet d'atténuer ces effets à chaque instant précompensant au mieux des effets de la turbulence.

Une méthode envisageable de modulation dynamique de la phase et de l'amplitude du champ émis est l'optique adaptative (OA). L'objectif de ce mémoire est d'estimer le gain que l'on peut envisager grâce à ces techniques et d'en étudier les limitations. Le chapitre suivant fera l'objet des techniques d'OA mises en œuvre et présentées dans la littérature.

## 3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la caractérisation des effets de la turbulence sur les liaisons optiques atmosphériques. Dans les conditions classiques de turbulence pour les configurations envisagées, la turbulence atmosphérique rend les liaisons très peu fiables. C'est la raison

---

pour laquelle de nombreuses solutions d'atténuation de ces effets ont été proposées dans la littérature, telles que les méthodes de diversités ou d'optique adaptative. Les méthodes de diversité, bien que simples à mettre en œuvre, ne permettent généralement pas un gain suffisant pour les LOA longue distance. Ainsi l'OA apparaît comme la seule solution envisageable à l'amélioration de la qualité des LOA.



# Chapitre 4

## Les méthodes de précompensation

### Sommaire

---

<b>4.1 Introduction à l'optique adaptative</b> . . . . .	<b>76</b>
4.1.1 Principe de l'optique adaptative . . . . .	76
4.1.2 L'analyse de front d'onde . . . . .	76
4.1.3 Cas des faibles perturbations : analyse modale de la phase turbulente . . . . .	78
4.1.4 Limitations de l'optique adaptative en fortes perturbations . . . . .	82
<b>4.2 La précompensation par optique adaptative d'une LOA</b> . . . . .	<b>84</b>
4.2.1 Correction sur faisceau sonde contra-propagatif . . . . .	84
4.2.2 Correction par modulation de phase . . . . .	88
4.2.3 La correction optimale . . . . .	90
<b>4.3 Conclusion</b> . . . . .	<b>93</b>

---

L'optique adaptative a été proposée par Babcock [Babcock-a-53] en 1953 et de manière indépendante par Linnick [Linnick-a-57] en 1957, pour l'amélioration des images astronomiques. A cause des coûts prohibitifs de recherche et de mise en œuvre il n'a pas été possible à cette époque de réaliser un tel système. Un des premiers système d'optique adaptative date de 1977 [Hardy-a-77]. Il faut attendre 1989 pour des applications astronomiques avec le projet COMEON [Rousset-a-90]. Aujourd'hui, les systèmes d'optique adaptative équipent la majorité des grands télescopes mondiaux (VLT, Keck, Gemini, ...). De nombreuses autres applications pour l'optique adaptative voient le jour, telles que l'imagerie de la rétine ou les télécommunications en espace libre. Dans un premier temps, nous introduisons le principe de l'optique adaptative (§4.1.1) ainsi que l'analyse de front d'onde (§4.1.2), pour ensuite aborder l'analyse modale de la phase en faibles perturbations (§4.1.3) et les limitations en régime de fortes perturbations (§4.1.4).

La propagation endo-atmosphérique de faisceaux lasers à travers la turbulence provoque des perturbations de phase et d'amplitude. L'optique adaptative, permettant d'agir directement sur la phase du champ électromagnétique, semble être l'outil de prédilection pour corriger ces perturbations. La précompensation de faisceaux laser par optique adaptative, bien que prometteuse, se heurte à la complexité de son implantation pratique. Le domaine des fortes perturbations rend

l'analyse de surface d'onde difficile et la correction par optique adaptative classique, de type optique adaptative pour l'astronomie, généralement inefficace. Différentes techniques d'atténuation de la turbulence atmosphérique par des méthodes d'optique adaptative, dans le cadre des LOA, ont été proposées dans la littérature. La méthode se rapprochant le plus dans le concept de la correction par optique adaptative pour l'astronomie est la correction par analyse de surface d'onde sur faisceau contra-propagatif (§4.2.1) et fut proposée dès les années 70. Une autre approche classique consiste à optimiser directement l'intensité dans la pupille de réception par modulation de phase à l'émission (§4.2.2). Cette méthode permet de s'affranchir des problèmes liés à la mesure de front d'onde. Finalement, une approche théorique proposée par Barchers [Barchers-a-02-b] permet l'obtention de la solution optimale au moyen d'une correction de phase et d'amplitude (§4.2.3). Pour conclure, afin de préciser le cadre dans lequel seront réalisées les simulations numériques, nous présentons les conditions nominales qui seront utilisées dans la suite du manuscrit.

## 4.1 Introduction à l'optique adaptative

### 4.1.1 Principe de l'optique adaptative

L'optique adaptative (OA) est un système asservi dont l'objectif est la correction en temps réel des distorsions du front d'onde. La mesure des distorsions se fait à l'aide d'un analyseur de surface d'onde. L'élément correcteur est en général un miroir déformable. Le schéma de principe d'une boucle d'optique adaptative est présenté figure 4.1.

### 4.1.2 L'analyse de front d'onde

Il n'est pas possible actuellement de mesurer directement la phase du front d'onde aux longueurs d'onde optiques comme c'est le cas dans le domaine radio. En effet, il n'existe pas de détecteur optique capable de répondre aux fréquences temporelles. Classiquement, on s'affranchit de ce problème en réalisant des mesures indirectes, c'est-à-dire en analysant l'impact des perturbations de phase sur la répartition d'intensité. Rousset [Rousset-l-99] a effectué une description très complète des analyseurs pour l'optique adaptative. Nous rappelons ici seulement les propriétés de l'analyseur de Shack-Hartmann. En effet, c'est d'une part l'analyseur utilisé le plus couramment en optique adaptative et d'autre part, ses limitations sont représentatives de celles de la plupart des analyseurs plan pupille.

#### Principe de l'analyseur Shack-Hartmann

L'analyseur de surface d'onde (ASO) de type Shack-Hartmann (SH) est un analyseur plan pupille (cf. figure 4.2) qui repose sur le formalisme de l'optique géométrique [Shack-a-71]. Un réseau de micro-lentilles échantillonne le front d'onde incident dans le plan de la pupille. Une mesure de la position de la tache image formée au foyer de chacune des micro-lentilles donne accès à la pente locale du front d'onde dans le plan pupille de chaque micro-lentilles. La mesure de position s'effectue le plus souvent par centre de gravité (CDG), mais d'autres estimateurs de

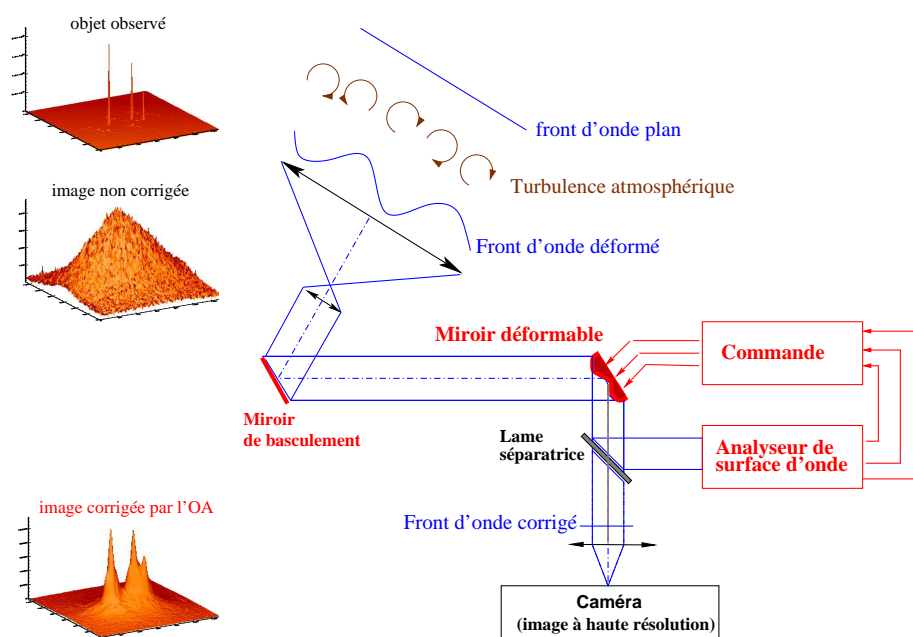


FIGURE 4.1 – Schéma de principe d'un système d'optique adaptative pour l'imagerie stellaire.

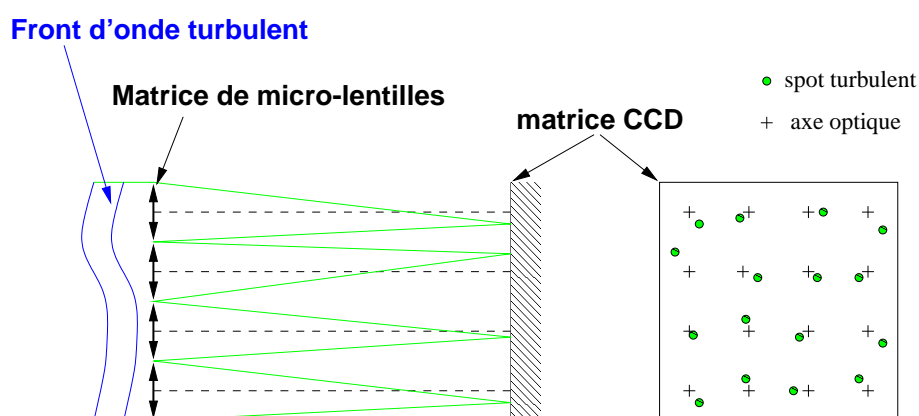


FIGURE 4.2 – Schéma de principe de l'analyseur de surface d'onde Shack-Hartmann.

position peuvent aussi être utilisés, comme la corrélation par exemple [Poyneer-a-03]. La pente mesurée grâce au CDG dans chaque sous pupille  $k$  est respectivement pour la direction en  $x$  et en  $y$  :

$$p_x^k = \frac{\iint_{sspup} d\mathbf{r} \frac{\delta\varphi_k(\mathbf{r})}{\delta x} |\psi_k(\mathbf{r})|^2}{\iint_{sspup} d\mathbf{r} |\psi_k(\mathbf{r})|^2}$$



$$p_y^k = \frac{\iint_{sspup} d\mathbf{r} \frac{\delta\varphi_k(\mathbf{r})}{\delta y} |\psi_k(\mathbf{r})|^2}{\iint_{sspup} d\mathbf{r} |\psi_k(\mathbf{r})|^2}, \quad (4.1)$$

où l'indice *sspup* indique que l'intégration est effectuée sur la surface de la sous-pupille *k* considérée,  $\varphi_k$  la phase et  $|\psi_k|$  l'amplitude du champ complexe. Lorsque l'intensité est constante dans chaque sous pupille, la mesure de pente est alors une moyenne sur la surface de la sous-pupille.

### Sous-échantillonnage et repliement

L'estimation de la phase est limitée par l'échantillonnage spatial de la phase dans la pupille, c'est-à-dire par le nombre de sous-pupilles. En première approximation en astronomie (c'est-à-dire dans le cas des faibles perturbations), on peut confondre le nombre de sous-pupilles utilisées pour mesurer la phase avec l'ordre radial des polynômes de Zernike utilisés pour décomposer la phase. L'erreur sur l'estimation de la phase du fait du sous-échantillonnage est alors donnée par la formule de Noll (cf. équation 4.8) qui représente l'erreur d'estimation du front d'onde liée à l'échantillonnage.

Les fréquences spatiales du front d'onde au-delà de la fréquence de coupure produiront du repliement. On admet en première approximation que l'erreur de repliement est proche de quelques dizaines de pourcent de l'erreur de sous-échantillonnage.

### Les sources de bruit

Lorsque l'on effectue une mesure du centre de gravité sur les sous-pupilles, cette mesure est affectée par du bruit. Deux principales sources de bruit sont en général prises en compte [Rousset-1-99].

- Le bruit de photon :

$$\sigma_{photon}^2 = \frac{\pi^2}{2} \frac{1}{N_{ph}} \frac{X_T^2}{X_D^2} [radian^2], \quad (4.2)$$

où  $X_T$  désigne la largeur à mi-hauteur de la tache image dans le plan focal,  $X_D$  la largeur à mi-hauteur de la tache image limitée par la diffraction et  $N_{ph}$  le nombre de photons reçu par sous-pupille pendant le temps d'intégration.  $X_T$  et  $X_D$  sont exprimés en pixels.

- Le bruit du détecteur :

$$\sigma_{decteur}^2 = \frac{\pi^2}{3} \frac{\sigma_e^2}{N_{ph}^2} \frac{X_S^4}{X_D^2} [radian^2], \quad (4.3)$$

où  $X_S^2$  désigne le nombre de pixels pris en compte dans le calcul du centre de gravité.

On constate que la précision de mesure de front d'onde est directement fonction du SNR et du flux collecté dans chaque sous-pupille.

## 4.1.3 Cas des faibles perturbations : analyse modale de la phase turbulente

### 4.1.3.1 Les polynômes de Zernike

Les polynômes de Zernike forment une base de polynômes orthogonaux sur un support circulaire. Ces polynômes s'expriment en fonction de leurs ordres radiaux  $n$  et de leurs fréquences

azimutales  $m$  :

$$Z^{n,m}(\mathbf{r}) = R_n^m(r)\Theta_n^m(\theta) \quad (4.4)$$

Ils sont rangés suivant l'indice  $i = n + m$ . Les expressions de  $R_n^m(r)$  et  $\Theta_n^m(\theta)$  sont données par [Noll-a-76]. La figure 4.3 représente les 21 premiers polynômes de Zernike. On retrouve pour les premiers ordres les aberrations optiques classiques de Seidel (coma, astigmatisme, ...).

#### 4.1.3.2 Propriétés statistiques de la phase et polynômes de Zernike

En utilisant la base des polynômes de Zernike, on peut décomposer la phase turbulente  $\varphi(\mathbf{r})$  de la manière suivante :

$$\varphi(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i Z_i(\mathbf{r}), \quad (4.5)$$

En choisissant la normalisation de polynômes de Zernike proposée par Noll [Noll-a-76], la variance totale  $\sigma_\varphi^2$  de la phase turbulente  $\varphi(\mathbf{r})$  peut s'exprimer directement :

$$\sigma_\varphi^2 = \frac{1}{S} \int_S \langle \varphi(\mathbf{r})^2 \rangle d\mathbf{r} = \sum_{i=1}^{\infty} \langle a_i^2 \rangle \quad (4.6)$$

En utilisant le spectre de Kolmogorov, Noll [Noll-a-76] donne l'expression analytique de la variance de ces coefficients. La figure 4.4 présente la variance des coefficients de Zernike pour les 200 premiers ordres. Elle illustre le fait que les bas ordres sont les ordres les plus excités et sont ceux qui auront le plus d'influence sur la variance totale de la phase. L'expression de la variance totale (après soustraction du mode piston) de la phase turbulente est donnée par [Noll-a-76] :

$$\sigma_\varphi^2 = \sum_{i=2}^{\infty} \langle a_i^2 \rangle = 1.03 \left( \frac{D}{r_0} \right)^{\frac{5}{3}} \quad (4.7)$$

Une loi empirique [Noll-a-76] donne la variance résiduelle après correction parfaite des  $j$  premiers polynômes de Zernike :

$$\sigma_{\varphi,j}^2 = 0.2944 j^{-\frac{\sqrt{3}}{2}} \left( \frac{D}{r_0} \right)^{\frac{5}{3}} \quad (4.8)$$

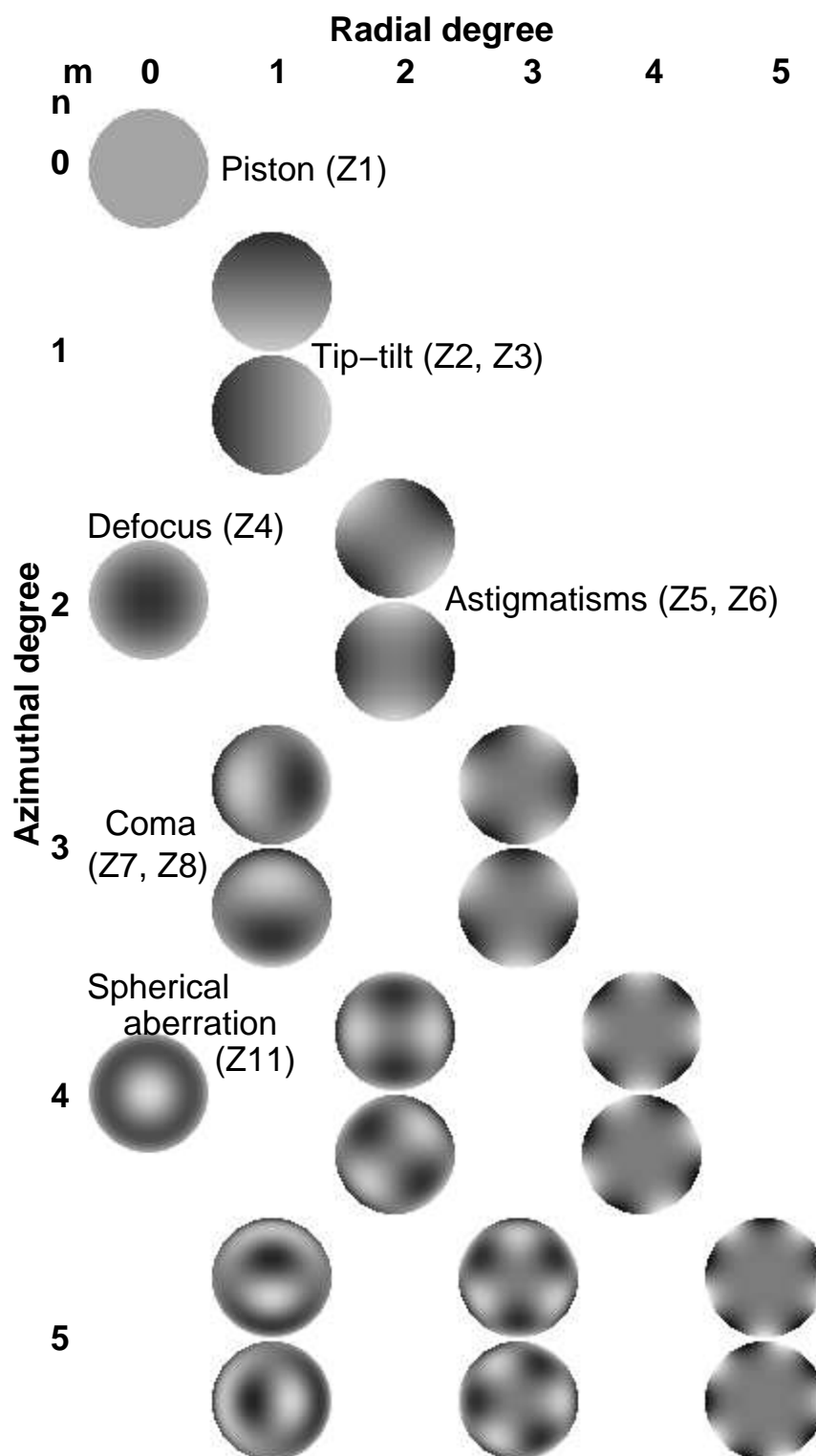


FIGURE 4.3 – Les 21 premiers polynômes de Zernike rangés par ordres radiaux et fréquences azimutales. Les premiers ordres des polynômes correspondent aux aberrations optiques classiques.

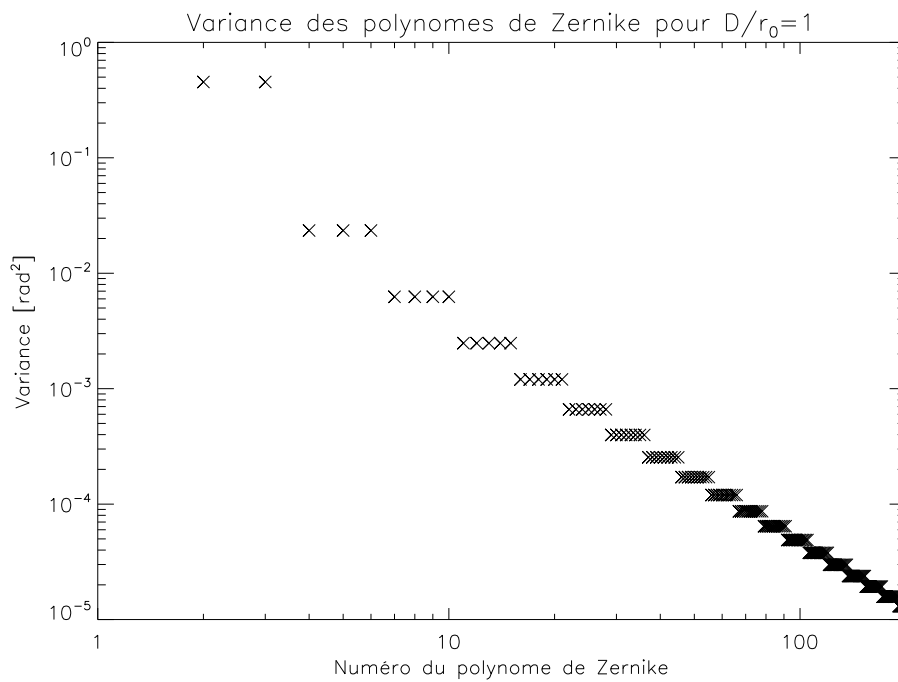


FIGURE 4.4 – Variance théorique des coefficients de Zernike pour les 200 premiers ordres en supposant une statistique de Kolmogorov de la phase turbulente. Les valeurs numériques correspondent à un cas où  $D/r_0 = 1$ .

#### 4.1.4 Limitations de l'optique adaptative en fortes perturbations

Les premières applications de l'optique adaptative ont principalement été développées pour l'observation astronomique. Dans le cas des propagations endo-atmosphériques, les caractéristiques du champ fortement perturbé introduisent de nouvelles contraintes à l'emploi de l'optique adaptative classique [Primmerman-a-95]. L'intérêt même de l'optique adaptative pour l'imagerie dans des conditions de fortes turbulences reste un sujet de la recherche actuelle [Vedrenne-t-08]. Ces contraintes et limitations sont induites par trois phénomènes étroitement couplés : la scintillation, les dislocations de phase et l'anisoplanétisme [Fried-a-92].

##### 4.1.4.1 Effets de la scintillation

La scintillation, c'est-à-dire l'apparition de zones de forte sur-intensité et de zones de sous-intensité voire d'intensité nulle, provoque principalement des erreurs dans l'estimation de la phase. Premièrement, d'après les équations 4.1, nous avons vu que la mesure de la pente locale est directement liée au flux dans la sous-pupille. Lorsque l'éclairement n'est pas uniforme dans une sous-pupille, la mesure de la pente ne sera pas correcte [Mahe-p-00, Voitsekhovich-a-01]. Deuxièmement, lorsqu'une sous-pupille sera éteinte, c'est-à-dire que le flux reçu est très faible, le bruit sur la mesure sera prépondérant par rapport au signal à mesurer : la phase ne pourra pas être déterminée de manière correcte. Ces erreurs dépendent toutes deux de la force de la turbulence et de la taille des sous-pupilles.

##### 4.1.4.2 Les dislocations de phase

Soit  $\Psi$  le champ complexe de l'onde électromagnétique. La phase de l'onde  $\varphi$  est définie lorsque l'amplitude du champ est non nulle et s'exprime :  $\varphi \triangleq \arctan \frac{\Im(\Psi)}{\Re(\Psi)} \triangleq \arg(\Psi) [2\pi]$ . L'augmentation de la force de la turbulence se traduit par une augmentation de la scintillation. La probabilité d'avoir des points d'intensité nulle n'est plus négligeable en fortes perturbations. Lorsque l'intensité est nulle, la phase est indéterminée ; cette singularité provoque une discontinuité du front d'onde appelée dislocation de phase (*branch point*) [Fried-a-92]. Bien entendu, le champ et sa phase, définie modulo  $2\pi$ , restent continus. La figure 4.5 présente le module et la phase du champ électromagnétique après propagation pour des conditions de fortes perturbations. La phase présente de nombreux enroulements et dislocations de phase (points 1 et 2 sur la figure) causés par l'annulation locale du module du champ (points 1' et 2').

L'apparition de ces discontinuités a plusieurs conséquences. Tout d'abord, les analyseurs de front d'onde géométriques qui mesurent gradients ou courbures locales du front d'onde deviennent mal adaptés puisque la mesure et la reconstruction de front d'onde reposent sur l'approximation géométrique et la continuité du front d'onde [Lukin-a-02]. C'est pourquoi, certains auteurs proposent de commander le miroir déformable sans passer par un analyseur plan pupille [Vorontsov-a-97]. Ensuite, la correction des perturbations de phase avec une surface continue (cas des miroirs déformables) devient inopérante justifiant l'utilisation de miroirs segmentés [Lukin-a-02].

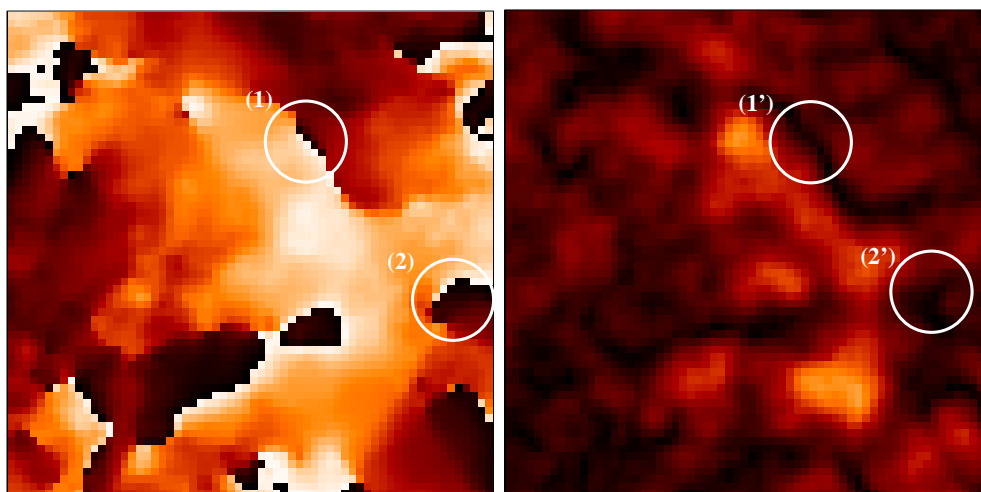


FIGURE 4.5 – Phase  $\varphi$  (gauche) et module  $|\psi|$  du champ (droite) dans le cas des fortes perturbations ( $\sigma_R^2 = 7$ ).

#### 4.1.4.3 L'anisoplanétisme

Deux ondes électromagnétiques provenant de deux directions différentes ne traversent pas le même volume turbulent. Les perturbations que subissent les deux ondes sont alors décorréliées angulairement. Lors de propagation endo-atmosphérique, la décorrélation angulaire des perturbations dans le champ est très rapide et les problèmes liés au domaine isoplanétique (c'est-à-dire la zone du champ pour laquelle on peut considérer la fonction d'étalement de point comme invariante) sont encore plus importants qu'en astronomie [Fried-a-82]. La figure 4.6 présente le schéma de principe de l'anisoplanétisme. Les deux sources provenant de directions différentes ne traversent pas le même volume de turbulence : les perturbations sont décorréliées angulairement.

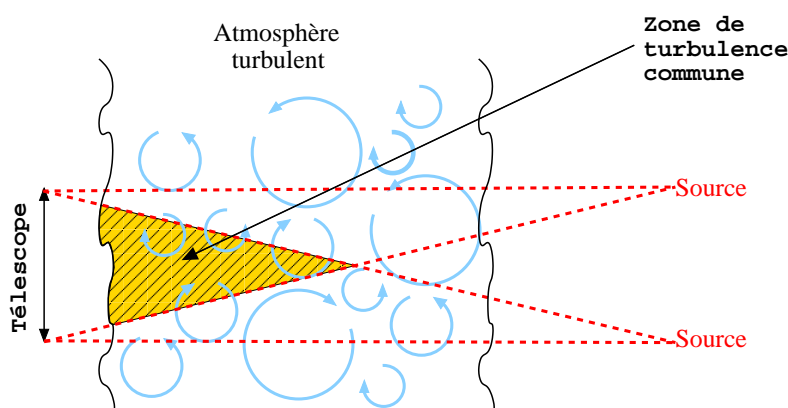


FIGURE 4.6 – Schéma de principe de l'anisoplanétisme.

En conséquence, la correction opérée par un MD situé dans la pupille n'est appropriée que dans la direction d'analyse. Il apparaît ici que ce phénomène d'anisoplanétisme limite significativement le champ angulaire de correction des systèmes d'OA classique destinés à l'imagerie. Dans le cas des LOA, où le champ de correction souhaité est restreint (correction sur axe) cette limitation de l'OA a une importance mineure. Toutefois, comme nous le verrons au paragraphe 7.3 lors de l'atténuation des effets de la turbulence sur la mesure de surface d'onde, l'anisoplanétisme peut être déterminant quant à la qualité de correction finale, notamment lorsque plusieurs sources lasers sont disposées dans le champ.

## 4.2 La précompensation par optique adaptative d'une LOA

Un schéma efficace de correction des effets de la turbulence sur une liaison optique atmosphérique est la précompensation par OA. Dans ce paragraphe, nous allons présenter les principales méthodes d'intérêt dont nous étudierons la mise en oeuvre et les performances que l'on peut en attendre dans la suite du document. Un des défis majeur d'une correction par optique adaptative des LOA est la présence de fortes turbulences le long du trajet de propagation. Ces turbulences induisent de fortes perturbations optiques et rendent l'implantation d'une OA délicate et souvent peu efficace. Un autre problème réside dans le fait que la turbulence est distribuée dans tout le volume de propagation et que l'on cherche le plus souvent à corriger dans un seul plan. Par ailleurs phase et amplitude sont décorréliées à forte turbulence. Il faut donc corriger les deux indépendamment.

On peut principalement distinguer trois types de corrections par optique adaptative qui sont présentées plus en détails dans la suite du manuscrit. L'approche classique, de type OA pour les applications astronomiques, consiste à réaliser la correction en une seule itération, par l'intermédiaire d'un analyseur de surface d'onde (§4.2.1). L'optimisation directe de critère sans modèle *a priori* de formation des données (§4.2.2) apparaît comme une solution intéressante dès lors que l'analyse de surface est difficile (fortes perturbations). La troisième approche (§4.2.3) est une solution hybride entre l'approche classique et l'approche itérative de type minimisation de critère. Cette approche, que nous nommons par la suite correction optimale, consiste à corriger à la fois la phase et l'amplitude de manière itérative.

### 4.2.1 Correction sur faisceau sonde contra-propagatif

En 1972, Fried et Yura [Fried-a-72] puis Fante [Fante-p-75] proposent l'utilisation de l'optique adaptative pour compenser les fluctuations de l'angle d'arrivée pour la communication laser entre le sol et l'espace. Un faisceau laser est envoyé depuis l'espace vers le sol pour sonder la turbulence. La réciprocity du canal atmosphérique [Fried-a-72] permet notamment de précompenser des erreurs de pointage induit par la turbulence sur faisceau émis depuis le sol. Le faisceau optimal envoyé depuis sol est obtenu par simple inversion de la direction de propagation du faisceau sonde reçu. Lorsqu'il est uniquement possible de précompenser de phase, le champ électromagnétique transmis vaut :

$$\Psi'(z = 0, \mathbf{r}') = \Psi_0(z = 0, \mathbf{r}') \exp[-i\varphi_1(z = 0, \mathbf{r}')], \quad (4.9)$$

où  $\Psi'$  représente le champ émis,  $\Psi_0$  le champ que l'on souhaite transmettre en l'absence de turbulence et  $\varphi_1$  la phase du champ reçu (faisceau sonde propagé depuis l'espace vers le sol).

On peut démontrer d'autre part [Lutomirski-a-71] que la solution de l'équation de propagation (cf. équation 2.7) peut être obtenue par :

$$\Psi(z, \mathbf{r}) = \frac{1}{\lambda iz} \iint_{-\infty}^{\infty} \Psi(z=0, \mathbf{r}') \exp \left[ \frac{ik(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2}{2z} + \chi_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + i\varphi_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \right] d^2\mathbf{r}', \quad (4.10)$$

où  $\Psi(z=0, \mathbf{r}')$  représente le champ dans le plan  $z=0$  et  $\chi_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  et  $\varphi_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  sont respectivement les fluctuations aléatoires du log-amplitude et de la phase d'une onde sphérique se propageant dans un milieu turbulent du point  $(z=0, \mathbf{r}')$  vers un point  $(z, \mathbf{r})$ . Lorsque la turbulence atmosphérique est proche de l'émetteur (cas, par exemple, d'une liaison montante sol-espace), les fluctuations du log-amplitude sont négligeables (c'est-à-dire  $\chi_1 \simeq 0$ ) et seules les fluctuations de phase doivent être prises en compte. Il est clair, à partir de l'équation 4.10, que corriger uniquement de la phase sera suffisant dès lors que la turbulence sera proche de l'émetteur. De plus, le diamètre de la pupille du télescope doit respecter l'inégalité :  $r_{0_{os}} > D$ , où  $r_{0_{os}}$  représente le paramètre de Fried pour le cas d'une onde sphérique et  $D$  le diamètre du télescope. Lorsque  $D$  sera supérieur à  $r_{0_{os}}$ , le MD ne pourra pas corriger les perturbations de phase sur l'ensemble du champ à cause du phénomène d'anisoplanétisme (cf. 4.1.4.3).

#### 4.2.1.1 Principe

Le schéma de principe de la correction de phase sur faisceau sonde contra-propagatif est présenté figure 4.7. Le télescope numéro 1 ( $T1$ ) sera considéré comme le télescope d'émission, c'est-à-dire qu'il émet le faisceau porteur de l'information à transmettre qui sera appelé par la suite faisceau télécom (en rouge sur le schéma). Le télescope  $T2$  sera, quant à lui, considéré comme le télescope de réception. Le faisceau envoyé par  $T2$  se propage dans le sens contraire du faisceau télécom et sera nommé faisceau sonde ou faisceau contra-propagatif (en bleu sur le schéma). Le faisceau sonde permet l'analyse de surface au niveau de  $T1$ .

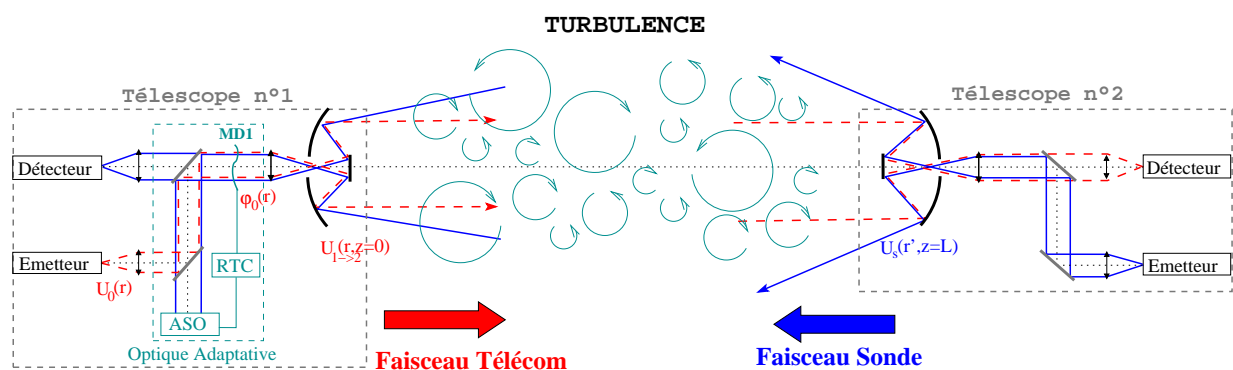


FIGURE 4.7 – Schéma de principe de la correction de phase sur faisceau sonde contra-propagatif.



Les étapes nécessaires à une correction de phase sur faisceau contra-propagatif sont les suivantes :

- Le faisceau sonde  $U_s(r', z = L)$  est émis depuis le télescope  $T2$  de réception vers le télescope  $T1$  d'émission. Ce faisceau doit avoir une divergence suffisante, comme nous le verrons plus loin, pour pallier les défauts de pointage et les effets de la turbulence tout en éclairant la pupille du télescope  $T1$ . Celui-ci permet l'analyse de surface d'onde.
- Après traversée de la turbulence, le faisceau  $U_s(r, z = 0) = |U_s(r, z = 0)| e^{i\varphi_s(r, z=0)}$  arrive au télescope  $T1$  d'émission. A l'instar des étoiles guides (naturelles ou laser) en optique adaptative astronomique, le faisceau sonde permettra la mesure des perturbations subies par le faisceau.
- Le système d'OA de  $T1$  modifie la surface du MD ( $MD1$  sur le schéma) afin de compenser les perturbations subies par le faisceau sonde lors de la traversée de la turbulence atmosphérique.

Le faisceau télécom  $U_{1\rightarrow 2}(r, z = 0)$  émis par le télescope  $T1$  voit sa phase modifiée par  $MD1$  telle que :

$$U_{1\rightarrow 2}(r, z = 0) = |U_0(r, z = 0)| e^{-i\varphi_s(r, z=0)}$$

Ce type d'implantation (optique adaptative classique) est typiquement utilisé en astronomie où l'approximation de champ proche est applicable et où l'impact des perturbations sur la formation des données est linéaire. Dans le cadre des propagations endo-atmosphériques, il a été constaté dans la plupart des applications, que l'approximation de champ proche n'est pas applicable. La scintillation trop forte limite la qualité de correction.

#### 4.2.1.2 Les mises en œuvre

Il existe de nombreux exemples de mise en œuvre de la correction sur faisceau sonde contra-propagatif. Elles se distinguent principalement par leur configuration vis-à-vis de la distribution de la turbulence le long du trajet de propagation. Il est possible de les classer suivant trois configurations différentes : les propagations horizontales de basse altitude, les propagations obliques et les propagations de hautes altitudes (type montagne à montagne).

##### Propagations horizontales

La propagation horizontale à basse altitude est la configuration la plus limitative car la turbulence  $y$  est distribuée de manière quasi-uniforme le long du parcours de propagation et que le  $C_n^2$  est généralement élevé. Primmerman [Primmerman-a-95] a réalisé en 1995 une validation expérimentale d'une propagation horizontale sur une distance de 5.5 km ayant pour altitude moyenne 68 m. La plupart des études menées jusqu'alors l'avaient été principalement pour des conditions de faibles perturbations [Primmerman-a-91]. Primmerman montre une forte dégradation de la correction par OA au fur et à mesure que la force de la turbulence augmente. La raison principale de cette dégradation est associée à l'apparition de dislocations dans la phase qui peuvent être en nombre élevé (plus d'une centaine pour  $\sigma_R^2 > 12$  sur une pupille  $D = 15$  cm) et à la scintillation.

Des validations expérimentales en laboratoire [Tyson-a-03, Tyson-p-05-b], ont montrées une diminution du BER pour des conditions de turbulence telles que  $0.8 < D/r_0 < 2.3$ . La pré-

compensation est limitée aux premiers polynômes de Zernike. Malheureusement, l'estimation du BER est effectuée par l'intermédiaire du modèle Gamma–Gamma dont le domaine de validité est encore mal connu. De plus, lorsque la force de la turbulence augmente, l'amélioration apportée par l'OA chute de manière importante. A titre d'exemple, la diminution du BER est limitée à seulement 1.4 environ pour  $D/r_0 = 2.3$ .

### Propagations obliques

La propagation sur axe optique oblique est un cas plus favorable de distribution de turbulence. En effet, la majorité de la turbulence est alors concentrée au niveau du sol, permettant généralement une diminution de  $\sigma_R^2$  et du nombre de branch points. De plus, comme nous l'avons vu précédemment, c'est un cas favorable pour la correction lorsque l'émetteur est situé au niveau du sol. Lorsque l'émetteur est situé en altitude, la turbulence proche du récepteur, ne crée pas de scintillation et ne perturbe quasiment pas la liaison optique. Des expériences terrain ont été menées [Sova-p-06] entre une plate-forme au sol et un aérostat situé à une distance de 1.2 km pour une altitude de 1 km. Ces conditions favorables de turbulence permettent d'atteindre des très hauts débits ( $\simeq 40$  Gbit) pour un faible taux d'erreur ( $BER < 10^{-6}$ ). Parallèlement, la société AOptix Technologies propose des systèmes de communication à destination militaire permet d'établir un lien entre un sommet montagneux et le sol, tirant, de fait, avantage de la distribution favorable de turbulence.

### Liens entre deux sommets montagneux

Une solution simple permettant d'augmenter la distance de propagation tout en garantissant un faible taux d'erreur est d'augmenter l'altitude moyenne de propagation. En effet, la force de la turbulence diminue avec l'altitude en  $h^{-4/3}$ , où  $h$  représente l'altitude par rapport au sol. Utilisant un système d'optique adaptative permettant de corriger les 30 premiers modes de Zernike, Northcott et al. [Young-p-07, Northcott-p-07] ont démontré la possibilité d'établir une LOA entre deux montagnes des îles d'Hawai'i. L'altitude moyenne des télescopes, étant d'approximativement 3000 m, permet de s'affranchir d'une grande partie de la turbulence atmosphérique. La force de la turbulence estimée par les auteurs est approximativement de  $C_n^2 \simeq 2 \cdot 10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$  et permettant de rester dans un régime intermédiaire voir de faibles turbulences, seules les turbulences proches des télescopes d'émission et de réception doivent être corrigées.

#### 4.2.1.3 Limitations

Nous avons vu qu'afin de limiter l'impact de l'anisoplanétisme il est nécessaire de garantir que  $r_{0_{os}} > D$ . Cette contrainte limite l'efficacité de la correction à des pupilles de faibles tailles, bénéficiant peu de l'aperture averaging. De plus, l'équation 4.10 montre que, lorsque les fluctuations du log-amplitude ne sont plus négligeables, il est nécessaire de corriger à la fois phase et amplitude du champ. Du fait qu'aucun système de précompensation de phase et d'amplitude n'existe actuellement, l'efficacité des systèmes de correction n'est réelle que pour les faibles perturbations.

## 4.2.2 Correction par modulation de phase

L'approche conventionnelle de compensation des perturbations atmosphériques par optique adaptative est basée sur l'analyse de surface d'onde et sa reconstruction [Roddi-1-99]. Pour appliquer cette technique aux systèmes de communication en espace libre, une partie du faisceau reçu doit être utilisée pour faire la mesure de front d'onde. Cette méthode a été installée avec succès sur nombres de systèmes, notamment pour les applications d'astronomie [Rousset-a-90]. Pour ces applications, les perturbations de phase ont lieu dans le champ proche du récepteur. On peut en général négliger la scintillation. Lorsque les perturbations de phase sont distribuées dans le volume, le long du trajet de propagation et que la scintillation ne peut plus être négligée, cela rend la mesure et la reconstruction de phase difficile, cas typique de l'utilisation des LOA.

Afin de s'affranchir de la mesure de surface d'onde en fortes perturbations, le contrôle de la phase par le MD peut être réalisé par un pilotage direct de phase sans mesure préalable. Cette optimisation peut être accomplie grâce à une optimisation sans contrainte (*model free*). Ce concept fut proposé dès les débuts de l'optique adaptative, à la fin des années 1970, pour améliorer la qualité des images ou pour la propagation laser [Buffington-a-77, McCall-a-77]. Malheureusement, cette méthode a été abandonnée car l'estimation de la fonction objectif (ou fonction coût) était incompatible avec la bande passante disponible. Plusieurs méthodes d'optimisation ont été proposées, comme le multi-dithering [Omeara-a-77] et les perturbations séquentielles [Hardy-p-78]. Plus récemment, Vorontsov *et al.* ont proposé une optimisation par stochastic parallel gradient descent (ou algorithme de descente de gradient stochastique parallèle, SPGD) [Vorontsov-a-97, Vorontsov-a-00] et le decoupled stochastic parallel gradient descent (D-SPGD) [Vorontsov-a-02] permettant d'augmenter la vitesse de convergence.

Le développement de miroirs déformables et de calculateurs temps réel (RTC) rapides ainsi que l'élaboration d'algorithmes performants permettent maintenant la mise en place de tels systèmes de correction. Toutefois, les bandes passantes nécessaires restent en général de quelques ordres de grandeurs supérieurs à celles nécessaires pour un système utilisant un ASO. De plus, du fait de la forte non-convexité du problème, de tels systèmes de correction ne permettent pas de garantir l'optimalité de la correction. L'intérêt de la méthode réside donc en sa capacité de surpasser les problèmes rencontrés liés aux fortes turbulences (sauts de phase, scintillation) mais au détriment de la bande passante. L'observation astronomique est généralement réalisée dans des contextes de faibles perturbations. C'est la raison pour laquelle cette solution n'a, jusqu'à présent pas été retenue dans ce cadre applicatif.

### 4.2.2.1 Le principe

La figure 4.8 représente un schéma d'implantation possible de la correction par optimisation de critère. Un champ  $U_E(r, z = 0)$  (en rouge sur le schéma) est émis par le télescope 1. Ce faisceau représente le faisceau télécom porteur de l'information  $T_X$  à transmettre. Le champ  $U_R(r', z = L)$  est reçu au niveau du télescope numéro 2 après propagation à travers la turbulence atmosphérique.  $U_R(r', z = L)$  permet la transmission du signal reçu  $R_X$ . A partir de ce champ reçu, la métrique  $J$  (ou fonction objectif) est calculée et/ou mesurée. Cette métrique peut prendre plusieurs formes (répartition d'intensité ou de phase dans la pupille d'émission, intensité intégrée

sur la pupille, ...). La métrique  $J$  (en bleu sur le schéma) est envoyée au télescope d'émission  $T1$ . Cette transmission peut, par exemple, être réalisée grâce à une communication bas débit de type communications hertziennes ou avec la liaison optique. L'évolution temporelle de cette métrique permet au calculateur temps réel d'évaluer les tensions à appliquer au MD. L'élaboration des tensions à appliquer au DM et les performances globales du systèmes dépendent de l'algorithme implémenté.

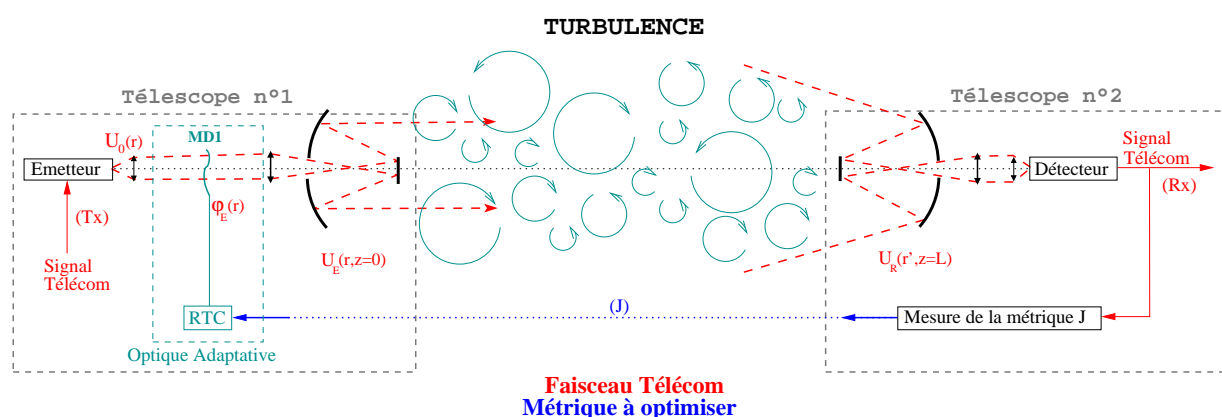


FIGURE 4.8 – Schéma de principe d'optimisation par modulation de phase.

#### 4.2.2.2 Mise en œuvre pour les LOA

Plusieurs concepts pour l'implantation de systèmes d'optimisation par modulation de phase ont été proposés [Weyrauch-l-08]. Des méthodes classiques n'utilisant qu'un seul miroir déformable [Loizos-p-06, Vorontsov-a-00] ont été étudiées en simulation et expérimentalement. L'utilisation d'une méthode hybride combinant à la fois les techniques d'analyse de surface d'onde sur faisceau sonde et l'optimisation directe [Vorontsov-a-02, Weyrauch-a-05] a été proposée et validée expérimentalement sur des distances de quelques kilomètres. Ces systèmes prennent avantage du fait qu'il est facile de mesurer les bas ordres de la turbulence avec un analyseur, même en présence de fortes scintillations, pour corriger le tip-tilt indépendamment. Les plus hauts ordres sont alors corrigés par des méthodes de type SPGD. Afin de surpasser les problèmes liés à la forte scintillation et à l'anisoplanétisme du faisceau sonde, il est possible [Yu-p-03, Yu-a-04] d'utiliser des systèmes d'optique adaptative multi-conjuguée (MCAO). De tels systèmes mettent en œuvre plusieurs miroirs déformables conjugués de plans différents et permettent ainsi de précompenser à la fois la phase et l'amplitude du champ émis.

#### 4.2.2.3 Limitations

Les méthodes de modulation nécessitent, entre autre, une fréquence de commande très élevée par rapport aux systèmes de type analyse sur faisceau sonde présentés au paragraphe précédent. Celle-ci est indispensable afin d'effectuer l'optimisation itérative à chaque réalisation de

turbulence. Il faut en effet, avoir atteint la convergence (ou du moins un niveau satisfaisant de correction) avant que la turbulence ne se modifie. Le temps caractéristique de modification de la turbulence est de l'ordre de la milliseconde. En supposant à titre d'exemple, qu'il soit nécessaire d'effectuer une centaine d'itérations avant convergence, la fréquence de commande du MD doit être de l'ordre de 10 kHz. De plus, les limites d'une telle méthode de correction ne sont pas clairement établies car aucune analyse théorique de cette approche existe actuellement. En outre, la métrique à optimiser étant généralement fortement non-convexe, rien ne garantit l'optimalité de la solution trouvée.

## 4.2.3 La correction optimale

### 4.2.3.1 La correction optimale de phase et d'amplitude

L'approche proposée par Barchers [Barchers-a-02-b] est une solution hybride entre l'approche classique et l'approche itérative de type minimisation de critère. Barchers a proposé une solution théorique d'implantation de la correction optimale pour la propagation d'un faisceau laser à travers la turbulence. Cette approche consiste à utiliser un système d'optique adaptative susceptible de contrôler la phase et l'amplitude de l'onde émise au niveau de chaque télescope et de procéder de manière itérative pour converger vers la solution optimale. Ce type de correction par optique adaptative met généralement en œuvre plusieurs miroirs déformables. La figure 4.9 donne le schéma de principe de la correction optimale itérative entre les deux télescopes du lien de communication.

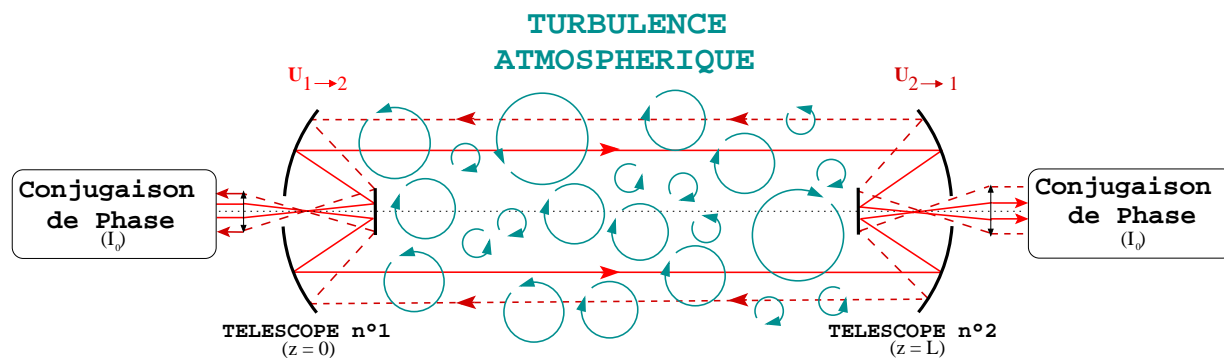


FIGURE 4.9 – Schéma de principe de la correction itérative de phase et d'amplitude.

Les différentes étapes de la correction de phase et d'amplitude optimale sont :

- Un premier faisceau laser est émis du télescope 1.
- A la réception de celui-ci par le télescope 2, on applique une conjugaison de phase et d'amplitude. Cette conjugaison consiste à ré-émettre un faisceau laser dont le champ complexe, noté  $U_{2→1}$ , n'est autre que le conjugué du champ complexe reçu  $U_{1→2}$ . On a donc, en absence de troncature par la pupille, la relation :  $U_{2→1} = U_{1→2}^*$ .
- Le faisceau laser ainsi précompensé se propage du télescope 2 au télescope 1.

– Au niveau du télescope 1, on réitère la correction,  $U'_{1 \rightarrow 2} = U_{2 \rightarrow 1}^*$ .

A partir de cet instant, les deux systèmes de correction sont activés. Les propagations se poursuivent de manière itérative entre les deux télescopes de la liaison. La convergence de la correction est monotone, et chaque itération rapproche de la solution optimale. L'auteur souligne que ce processus doit être précédé d'une phase d'accroche afin d'aligner les deux télescopes.

Les différentes étapes de la correction itérative sont présentées ci-dessous, avec :  $z = 0$  (resp.  $z = L$ ) la position du télescope numéro 1 (resp. 2),  $|A_0|^2 = I_0$  l'intensité nominale émise par les faisceaux lasers ( $\int_{\mathcal{P}} |U_0(\mathbf{r}, z = 0)|^2 d\mathbf{r} = I_0$ ),  $\mathcal{P}_1$  (resp.  $\mathcal{P}_2$ ) correspond à la pupille du télescope 1 (resp. 2),  $D$  est le diamètre des pupilles. L'opérateur  $\mathcal{G}_{1 \rightarrow 2}$  (resp.  $\mathcal{G}_{2 \rightarrow 1}$ ) représente une propagation à travers l'atmosphère turbulente le long de  $z$  croissant (resp. décroissant), c'est-à-dire du télescope 1 au télescope 2 (resp. 2 vers 1). L'indice de l'itération du champ complexe est noté  $i$  et  $U^{*(i)}$  le champ complexe conjugué de  $U^{(i)}$ . Le champ se propageant du télescope 1 vers le télescope 2 à l'itération (i) s'exprime :

$$U_{1 \rightarrow 2}^{(i)}(\mathbf{r}', z = L) = \mathcal{G}_{1 \rightarrow 2} \left[ \frac{A_0}{\sqrt{\int_{\mathcal{P}_2} |U_{2 \rightarrow 1}^{(i)}(\mathbf{r}, z = 0)|^2 d\mathbf{r}}} U_{2 \rightarrow 1}^{*(i)}(\mathbf{r}, z = 0) \times \mathcal{P}_1 \right] \quad (4.11)$$

Le champ se propageant du télescope 2 vers le télescope 1 à l'itération (i) s'exprime :

$$U_{2 \rightarrow 1}^{(i)}(\mathbf{r}, z = 0) = \mathcal{G}_{2 \rightarrow 1} \left[ \frac{A_0}{\sqrt{\int_{\mathcal{P}_1} |U_{1 \rightarrow 2}^{(i-1)}(\mathbf{r}', z = L)|^2 d\mathbf{r}}} U_{1 \rightarrow 2}^{*(i-1)}(\mathbf{r}', z = L) \times \mathcal{P}_2 \right] \quad (4.12)$$

Le champ nominal injecté dans le système peut être pris comme une gaussienne tronquée :  $U_0(\mathbf{r}, z = 0) = A_0 \exp\left(-\frac{\mathbf{r}^2}{w_{z=0}^2} - i\frac{k\mathbf{r}^2}{2F_{z=0}}\right) \times \mathcal{P}_1$ , où  $w_{z=0}^2$  est le rayon du faisceau à l'émission et  $F_{z=0}$  le rayon de courbure. Le champ ré-émis au niveau de chaque télescope est normalisé afin d'obtenir un champ d'intensité  $I_0 = |A_0|^2$  à chaque itération.

La nécessité de réaliser des itérations à chaque précompensation naît de la présence de la troncature par la pupille des télescopes et des effets diffractifs qui en résultent. En effet, en absence de troncature, la solution optimale est simplement le champ complexe conjugué :  $U_{2 \rightarrow 1} = U_{1 \rightarrow 2}^*$  ; une seule itération est alors nécessaire. Malheureusement, l'accès au champ  $U_{2 \rightarrow 1}$  (resp.  $U_{2 \rightarrow 1}$ ) dans le plan du télescope 2 (resp. 1) est limité spatialement par la pupille et ne permet pas la conjugaison de phase et d'amplitude sur l'ensemble du plan  $z = L$  (resp.  $z = 0$ ).

Barchers [Barchers-a-02-b] a étudié la qualité de correction en fonction de différentes métriques (PIB et rapport de Strehl) pour différentes forces de turbulence en se limitant aux cas des faibles et des perturbations intermédiaires ( $0.4 < \sigma_R^2 < 2.8$ ). Il montre que pour obtenir une correction suffisante (95% de l'énergie couplée entre les télescopes), il est nécessaire d'utiliser des pupilles de diamètre :  $D > 2\sqrt{\lambda L}$ .

Il faut souligner pour conclure que l'article porte essentiellement sur une proposition pour une nouvelle approche du problème posé. Son comportement vis-à-vis d'un système de LOA

n'est qu'à peine effleuré. La longueur d'onde choisie pour l'étude ( $\lambda = 500$  nm) ne correspond pas, entre autre, aux longueurs d'ondes utilisées en communication laser. De plus, le problème des fortes perturbations n'est pas abordé. Néanmoins la lacune la plus importante est qu'aucun concept de mise en œuvre n'est évoqué ce qui limite sérieusement la portée de cet article et explique peut être pourquoi aucun travail de recherche sur ce thème n'est mentionné dans la littérature. En effet, si on examine les moyens de mettre en œuvre une telle approche, deux possibilités viennent à l'esprit :

- L'utilisation de la conjugaison de phase optique, l'itération s'effectuant optiquement. L'utilisation d'une conjugaison de phase optique pour les télécommunication optiques reste problématique [McAulay-p-99, Bruesselbach-a-95]. De plus, les deux télescopes et le volume turbulent peuvent être considérés comme une cavité dont rien ne garantit la stabilité.
- L'utilisation de faisceaux contra-propagatifs mis en forme par optique adaptative [Roggemann-a-98]. Le contrôle d'un tel système reste à inventer, la normalisation du flux à chaque itération n'étant pas le moindre problème.

#### 4.2.3.2 La correction sous-optimale de phase

Grâce à la correction de phase et d'amplitude itérative, on peut obtenir la correction optimale. Cette optimalité est rendue possible au prix d'une complexité importante des systèmes de correction : au moins deux MD sont nécessaires. De manière identique à la conjugaison de phase et d'amplitude itérative, il est possible de dégrader la qualité de correction en ne faisant qu'une correction de phase uniquement [Barchers-a-02-b]. Le champ se propageant du télescope 2 vers le télescope 1 à l'itération (i) peut s'écrire alors :

$$U_{2 \rightarrow 1}^{(i)}(\mathbf{r}, z = 0) = \mathcal{G}_{2 \rightarrow 1} \left[ U_0(\mathbf{r}', z = L) \frac{U_{1 \rightarrow 2}^{*(i-1)}(\mathbf{r}', z = L)}{|U_{1 \rightarrow 2}^{(i-1)}(\mathbf{r}', z = L)|} \times \mathcal{P}_2 \right] \quad (4.13)$$

Le champ se propageant du télescope 1 vers le télescope 2 à l'itération (i) peut s'écrire :

$$U_{1 \rightarrow 2}^{(i)}(\mathbf{r}', z = L) = \mathcal{G}_{1 \rightarrow 2} \left[ U_0(\mathbf{r}, z = 0) \frac{U_{2 \rightarrow 1}^{*(i)}(\mathbf{r}, z = 0)}{|U_{2 \rightarrow 1}^{(i)}(\mathbf{r}, z = 0)|} \times \mathcal{P}_1 \right] \quad (4.14)$$

L'amplitude du champ n'est alors plus l'amplitude du champ reçu lors de la propagation en sens inverse à l'itération précédente, mais un champ initial  $U_0$  (où  $\int_{\mathcal{P}} |U_0 d\mathbf{r}|^2 = |A_0|^2 = 1$ ). Les résultats sont dégradés par rapport à la correction optimale de phase et d'amplitude, mais permettent la mise en place d'une correction par OA classique ne mettant en jeu qu'un seul miroir déformable. Toutefois, Barchers [Barchers-a-02-b] observe une forte diminution de la qualité de correction obtenue. Il n'est pas possible d'obtenir pour des valeurs  $D < 4.5\sqrt{\lambda L}$  une correction supérieure à 95% de l'énergie couplée entre les télescopes.

## 4.3 Conclusion

Ce chapitre à été consacré, d'une part, à l'introduction des concepts de base de l'optique adaptative. Malgré ses performances en faibles perturbations, l'optique adaptative montre des limitations importantes en présence de fortes turbulences du fait notamment de l'apparition de branch points dans la phase et de la forte scintillation. Dans le cadre de l'application recherchée ici (liaisons endo-atmosphériques longue distance), le cas des fortes perturbations sera, dans des scénarios réalistes, la norme.

D'autre part, nous avons vu les méthodes envisagées présentes dans la littérature pour corriger des effets de la turbulence par OA dans le cadre des LOA. Trois techniques ont été proposées : l'analyse sur faisceau sonde, l'optimisation directe de critère et l'approche optimale. Ces trois approches souffrent de limitations importantes.





# Chapitre 5

## Position du problème et démarche

Nous avons montré, dans les chapitres introductifs, l'influence de la turbulence sur les communications optiques, en particulier par l'étude de deux métriques : l'intensité moyenne  $\langle I \rangle$  et les fluctuations d'intensité normalisées  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$ . Les extinctions et atténuations du signal provoquent une augmentation du taux d'erreur incompatible avec les besoins, en particulier pour ce qui concerne les liaisons longues distances. Nous avons vu que les fluctuations d'intensité normalisées étaient typiquement de l'ordre de  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = 0.5$  alors qu'une valeur  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} \simeq 0.1$  semble, au minimum, nécessaire. La division de la variance par un facteur 25 reste difficilement accessible aux méthodes de diversité. De plus, lors de l'estimation de la fonction de densité de probabilité, nous avons utilisé une loi log-normale. Celle-ci présente des valeurs optimistes du taux d'erreur (sous-estimation de la 'queue' de la PDF), et la valeur  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} \simeq 0.1$  est probablement optimiste. La turbulence limite les performances des LOA de façon sévère en augmentant de manière significative le BER. La précompensation par OA est une des solutions les plus prometteuses à cette limitation. Nous avons présenté, dans le chapitre précédent, deux techniques qui sont actuellement mises en œuvre : l'analyse de surface d'onde sur faisceau sonde et la modulation de phase. Ces méthodes concernent surtout des liaisons horizontales proches du sol réduites à quelques kilomètres ou à des conditions très particulières (par ex. lien à très haute altitude en deux sommets). D'autre part, une approche théorique originale dite optimale a été présentée, mais aucun concept de mise en œuvre n'existe actuellement.

L'objectif de ce manuscrit est de proposer des solutions pour améliorer les performances des FSO en s'appuyant sur l'approche théorique optimale. Nous nous plaçons dans le cas de la liaison horizontale longue distance qui est le cas le plus limitatif. Nous étudions dans ce manuscrit uniquement les cas des systèmes de communication où les deux sites sont coopératifs, c'est-à-dire où l'on maîtrise et l'on peut intervenir sur les deux systèmes d'émission et de réception. Ce cas est à différencier des cas d'applications de type tactique non coopératif, où la réception (ou cible) n'est pas maîtrisée. Le cadre applicatif sera celui de Fortune43G présenté au paragraphe [1.2.5](#).

Nous nous intéressons, dans un premier temps, à l'évaluation des performances ultimes d'un système de communication en espace libre corrigé par OA. La correction optimale itérative de phase et d'amplitude est étudiée en détail vis-à-vis des communications au chapitre [6](#). Nous présentons les performances attendues pour un large spectre de forces de turbulence atmosphérique,

puis nous aborderons l'apport envisagé par le changement de la longueur d'onde ainsi que la limitation engendrée par la présence d'une occultation centrale. Les contraintes d'implantation de la solution optimale motivent l'étude de la correction itérative réduite à la phase. C'est pourquoi nous avons également considéré les performances d'un tel système. Dans un deuxième temps, nous évaluons les performances des approches classiques à l'aune des résultats obtenus avec l'approche optimale. Nous étudions, premièrement, la correction par analyse de surface d'onde sur faisceau contra-propagatif (chapitre 7). Ce type de correction est fortement sujet à la scintillation qui perturbe les mesures de phase. Nous proposons un dispositif permettant de s'affranchir partiellement de cette limitation. Nous avons également étudié les performances attendues (chapitre 8) de l'optimisation directe de critère de performance, notamment grâce à des algorithmes de type stochastique. Enfin, dans un troisième temps, nous proposons un concept de mesure et de contrôle de la phase et de l'amplitude et étudions sa mise en œuvre (chapitre 9).

## **Troisième partie**

# **Etude de la précompensation par optique adaptative**



# Chapitre 6

## Correction optimale et correction sous-optimale

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Correction optimale : vers un mode de propagation</b>	<b>100</b>
6.1.1	Principe de la modélisation	100
6.1.2	Correction optimale en absence de turbulence	101
6.1.3	Performances en fonction de la force de la turbulence	103
6.1.4	Influence du diamètre de la pupille	107
6.1.5	Densité de probabilité	108
6.1.6	Influence de la géométrie de la pupille	110
<b>6.2</b>	<b>Correction sous-optimale</b>	<b>115</b>
6.2.1	Principe de la modélisation	115
6.2.2	Optimisation de la répartition d'intensité du faisceau émis	116
6.2.3	Performances en fonction de la force de la turbulence	118
6.2.4	Performances en fonction du diamètre de la pupille	120
6.2.5	Densité de probabilité	122
<b>6.3</b>	<b>Conclusion</b>	<b>122</b>

---

La correction optimale proposée par Barchers [Barchers-a-02-b] permet, pour une réalisation de turbulence, d'atteindre de manière itérative un mode de propagation, c'est-à-dire un mode limitant les pertes d'énergie entre les deux télescopes de la liaison. Cette méthode repose sur un contrôle, du champ à l'émission, en phase et en amplitude. Nous étudions en détails dans ce chapitre (cf. paragraphe 6.1) l'apport de ce mode de propagation vis-à-vis d'une LOA, en particulier pour les conditions du projet Fortune43G. Nous étendons l'étude de Barchers à l'ensemble des régimes de perturbations (faibles et fortes) et montrons que les performances du mode de propagation sont notamment conditionnées par la taille de la pupille et par la force de la turbulence intégrée sur le trajet. Enfin, nous évaluons les performances d'une correction dégradée, nommée correction sous-optimale (cf. paragraphe 6.2), où seule la phase de l'onde émise est contrôlée à chaque itération.

## 6.1 Correction optimale : vers un mode de propagation

### 6.1.1 Principe de la modélisation

La modélisation de la correction itérative de phase et d'amplitude est réalisée par l'intermédiaire du code PILOT. Nous considérons une correction de phase et d'amplitude parfaite, c'est-à-dire où l'on effectue la conjugaison exacte de la phase vraie. La phase vraie est la phase arrivant effectivement au niveau du télescope. La figure 6.1 représente le schéma de principe de la liaison optique avec la disposition des télescopes  $T1$  en  $z = 0$  et  $T2$  en  $z = L$  ainsi que le sens de propagation des champs. L'atmosphère turbulente se situe dans l'espace compris entre les deux extrémités  $T1$  et  $T2$ , perturbant les champs  $U_{1 \rightarrow 2}$  et  $U_{2 \rightarrow 1}$ .

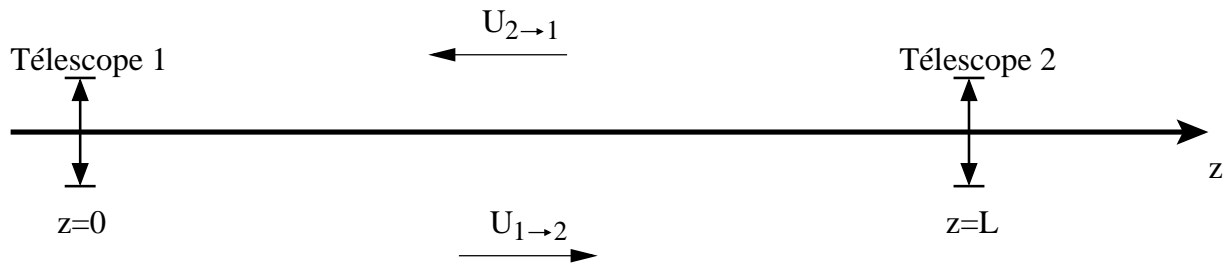


FIGURE 6.1 – Schéma de principe de la liaison.

On rappelle les étapes de principe de la correction itérative optimale entre le télescope 1 et le télescope 2.

$$\begin{aligned}
 \text{Itération 0} \quad & \begin{cases} U_0^{(0)}(\mathbf{r}, z=0) &= \frac{U_0(\mathbf{r}, z=0)}{\sqrt{\int_{\mathcal{P}_1} |U_0(\mathbf{r}, z=0)|^2 d\mathbf{r}}} A_0 \times \mathcal{P}_1 \\ U_{1 \rightarrow 2}^{(0)}(\mathbf{r}', z=L) &= \mathcal{G}_{1 \rightarrow 2} \left[ U_0^{(0)}(\mathbf{r}, z=0) \right] \times \mathcal{P}_2 \end{cases} \\
 \\
 \text{Itération 1} \quad & \begin{cases} U_{2 \rightarrow 1}^{(1)}(\mathbf{r}, z=0) &= \mathcal{G}_{2 \rightarrow 1} \left[ \frac{U_{1 \rightarrow 2}^{*(0)}(\mathbf{r}', z=L)}{\sqrt{\int_{\mathcal{P}_2} |U_{1 \rightarrow 2}^{(0)}(\mathbf{r}', z=L)|^2 d\mathbf{r}'}} A_0 \right] \times \mathcal{P}_1 \\ U_{1 \rightarrow 2}^{(1)}(\mathbf{r}', z=L) &= \mathcal{G}_{1 \rightarrow 2} \left[ \frac{U_{2 \rightarrow 1}^{*(1)}(\mathbf{r}, z=0)}{\sqrt{\int_{\mathcal{P}_1} |U_{2 \rightarrow 1}^{(1)}(\mathbf{r}, z=0)|^2 d\mathbf{r}}} A_0 \right] \times \mathcal{P}_2 \end{cases} \\
 \\
 & \vdots \\
 \text{Itération } i \quad & \begin{cases} U_{2 \rightarrow 1}^{(i)}(\mathbf{r}, z=0) &= \mathcal{G}_{2 \rightarrow 1} \left[ \frac{U_{1 \rightarrow 2}^{*(i-1)}(\mathbf{r}', z=L)}{\sqrt{\int_{\mathcal{P}_2} |U_{1 \rightarrow 2}^{(i-1)}(\mathbf{r}', z=L)|^2 d\mathbf{r}'}} A_0 \right] \times \mathcal{P}_1 \\ U_{1 \rightarrow 2}^{(i)}(\mathbf{r}', z=L) &= \mathcal{G}_{1 \rightarrow 2} \left[ \frac{U_{2 \rightarrow 1}^{*(i)}(\mathbf{r}, z=0)}{\sqrt{\int_{\mathcal{P}_1} |U_{2 \rightarrow 1}^{(i)}(\mathbf{r}, z=0)|^2 d\mathbf{r}}} A_0 \right] \times \mathcal{P}_2, \end{cases}
 \end{aligned}$$

où  $U_0(\mathbf{r}, z = 0)$  est le champ initial,  $\mathcal{P}$  représente la pupille,  $\mathcal{G}_{j \rightarrow k}[\cdot]$  une propagation turbulente du télescope  $j$  au télescope  $k$ ,  $|A_0|^2$  l'intensité totale du champ émis et  $U_{j \rightarrow k}$  le champ reçu en  $k$  propagé depuis  $j$ . Sans perte de généralité, on fixera  $|A_0|^2 = 1$ . Chaque aller-retour entre un télescope et l'autre sera considéré par la suite comme une itération. La première itération (itération 0) s'effectuera donc sans précompensation. Nous rappelons que le schéma de principe a été présenté figure 4.9.

Les grandeurs statistiques  $\langle I_i \rangle$  et  $\frac{\sigma_{I_i}}{\langle I_i \rangle}$  à l'itération  $i$  sont évaluées par une approche de type Monte Carlo à partir d'environ 300 réalisations de turbulence. A chaque itération, on évalue l'intensité intégrée (PIB) au niveau de chaque télescope par :

$$I_1^{(i)} = \frac{\int_{\mathcal{P}_1} U_{2 \rightarrow 1}^{(i-1)}(\mathbf{r}, z = 0) d\mathbf{r}}{\int_{\mathcal{P}_2} U_{1 \rightarrow 2}^{(i-1)}(\mathbf{r}', z = L) d\mathbf{r}'} \quad (6.1)$$

$$I_2^{(i)} = \frac{\int_{\mathcal{P}_2} U_{1 \rightarrow 2}^{(i)}(\mathbf{r}', z = L) d\mathbf{r}'}{\int_{\mathcal{P}_1} U_{2 \rightarrow 1}^{(i)}(\mathbf{r}, z = 0) d\mathbf{r}} \quad (6.2)$$

L'intensité totale émise par le télescope  $T1$  (resp.  $T2$ ) après troncature par la pupille  $\mathcal{P}_1$  (resp.  $\mathcal{P}_2$ ) sera toujours normalisée de manière à respecter l'égalité :  $\int_{\mathcal{P}_1} U_{1 \rightarrow 2}^{(i)} = I_0$  (resp.  $\int_{\mathcal{P}_2} U_{2 \rightarrow 1}^{(i)} = I_0$ ).  $I_1^{(i)}$  et  $I_2^{(i)}$  représentent les énergies de couplage entre les télescopes à chaque itération. Par la suite, nous ne nous intéressons qu'aux grandeurs relatives au télescope  $T2$ . Après convergence de la correction, les valeurs statistiques au niveau des deux télescopes sont les mêmes, et le raisonnement fondé sur  $T1$  ou sur  $T2$  sera équivalent.

### 6.1.2 Correction optimale en absence de turbulence

Afin d'accélérer la convergence, on réalise dans un premier temps, l'optimisation des paramètres du faisceau initial  $U_0(\mathbf{r}, z = 0)$  que nous supposons gaussien. La figure 6.2 représente l'optimisation des paramètres de la gaussienne initiale en fonction du rayon du waist  $w_0$  et de son rayon de courbure  $R$ . On effectue pour cela, une propagation dans le vide sur une distance de  $L = 10$  km, une longueur d'onde  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et un diamètre de pupille de  $D = 30$  cm. La troncature par les pupilles est réalisée à la fois au niveau de  $T1$  et de  $T2$ . La valeur finale de l'intensité, après correction optimale, ne dépend pas de la géométrie initiale du faisceau pour la gamme de paramètres que nous avons étudiée. Les variations sur la valeur finale de  $PIB$  après 10 itérations sont inférieures à  $5 \cdot 10^{-3}$ . En absence de turbulence, il est possible pour des pupilles  $D \geq 30$  cm de collecter environ 100% du flux émis. Il semble que la convergence soit atteinte plus rapidement pour un faisceau de rayon au waist de  $w_0 = 5$  cm focalisé à mi-parcours ( $z_{w_0} = 5$  km) car l'effet des troncatures par  $T1$  et  $T2$  est alors minimisé. En effet, les paramètres du système (pupille de  $D = 30$  cm, longueur d'onde de  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ ), conduisent à une situation symétrique où la taille des faisceaux à l'émission et à la réception sont identiques (approximativement 7 cm de rayon). La diffraction reste négligeable. Les paramètres initiaux du faisceau en présence de turbulence, seront par la suite pris comme un faisceau de rayon au waist de  $w_0 = 5$  cm focalisé à mi-parcours ( $z_{w_0} = 5$  km).



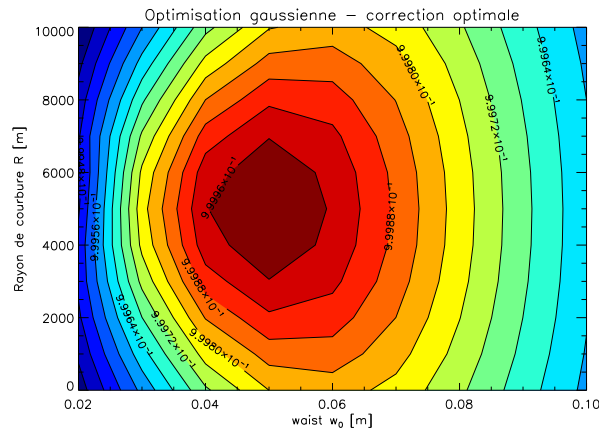


FIGURE 6.2 – Courbe d’iso-énergie : optimisation des paramètres du faisceau gaussien initial. Propagation sans turbulence avec troncature à l’émission et à la réception. Correction optimale de phase et d’amplitude. Distance de propagation :  $L = 10$  km, longueur d’onde :  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et diamètre de pupille :  $D = 30$  cm. Le nombre d’itérations est limité à 10.

La figure 6.3 illustre la répartition d’énergie dans le plan  $T_2$ , avant et après correction optimale, en l’absence de turbulence, pour un faisceau optimisé. Cette figure montre clairement que le faisceau gaussien optimal est très proche du faisceau à la convergence.

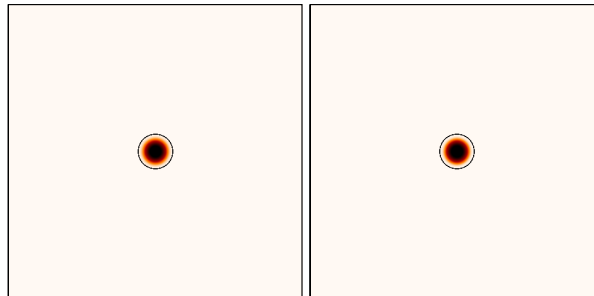


FIGURE 6.3 – Influence de la correction optimale en l’absence de turbulence sur un faisceau gaussien optimisé. Gauche : image sans correction, droite : image avec correction optimale de 10 itérations. Distance de propagation de 10 km,  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et diamètre de pupille :  $D = 30$  cm. L’échelle des couleurs est logarithmique.

La figure 6.4 présente l’évolution de l’intensité intégrée (PIB) en fonction du diamètre des pupilles. Elle montre qu’à partir d’une pupille de  $D = 25$  cm, et en l’absence de turbulence, il est possible de transmettre quasiment l’intégralité du flux d’un télescope à l’autre. Cette limite est imposée par la diffraction ; c’est-à-dire que l’on collecte l’intégralité du flux émis à condition que la diamètre  $D > 2\sqrt{\lambda L} \simeq 24.5$  cm. Lorsque  $D < 24.5$  cm, le mode qui s’établit dans la cavité présente des pertes contrairement à ce qui se passe dans le cas d’un guide d’onde. Cette

courbe servira de référence ultime en termes de qualité de correction pour les propagations en présence de turbulence.

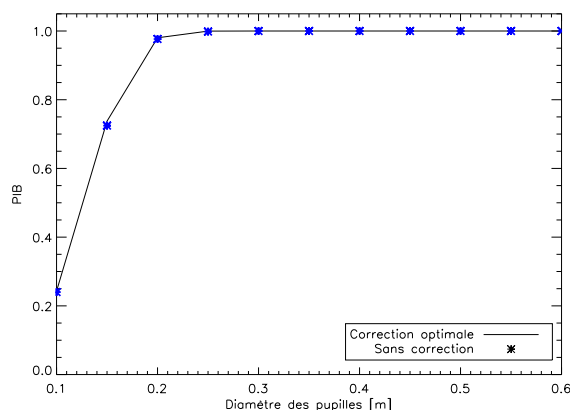


FIGURE 6.4 – Evolution de l'intensité en fonction du diamètre de la pupille pour une propagation sans turbulence et une correction optimale. Distance de propagation :  $L = 10$  km, longueur d'onde :  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ .

### 6.1.3 Performances en fonction de la force de la turbulence

Nous nous plaçons dans ce paragraphe dans le cas où les télescopes  $T1$  et  $T2$  sont plongés dans la turbulence atmosphérique et disposent d'une pupille circulaire de  $D = 30$  cm diamètre.

#### 6.1.3.1 Répartition d'énergie courtes poses

A titre d'illustration de la capacité du système à concentrer l'énergie dans la pupille de réception, la figure 6.5 présente les répartitions d'énergie courtes poses dans le plan du télescope  $T2$  avec et sans correction. Trois forces de turbulences sont présentées :  $C_n^2 = 10^{-16} \text{m}^{-2/3}$ ,  $C_n^2 = 10^{-15} \text{m}^{-2/3}$  et  $C_n^2 = 10^{-14} \text{m}^{-2/3}$ . La force de la turbulence atmosphérique a un impact très fort sur la valeur de l'intensité intégrée, que cela soit avec ou sans correction. Le tableau 6.1 donne les valeurs d'intensité (PIB) obtenues à partir des répartitions d'intensité présentées figure 6.5. Ces valeurs ne sont valables que pour ces réalisations spécifiques de turbulence. Elles témoignent de l'amélioration que peut apporter la correction optimale, qui est plus clairement visible pour les fortes turbulences. Pour des turbulences faibles, la liaison est déjà excellente avant correction et l'apport de la correction est limitée.

#### 6.1.3.2 Influence de la force de la turbulence

Nous étudions, premièrement, pour quatre cas de force de turbulence, l'évolution des deux métriques  $\langle I_i \rangle$  et  $\frac{\sigma_{I_i}}{\langle I_i \rangle}$  en fonction du nombre d'itérations  $i$  (cf. figure 6.6). Les valeurs finales des

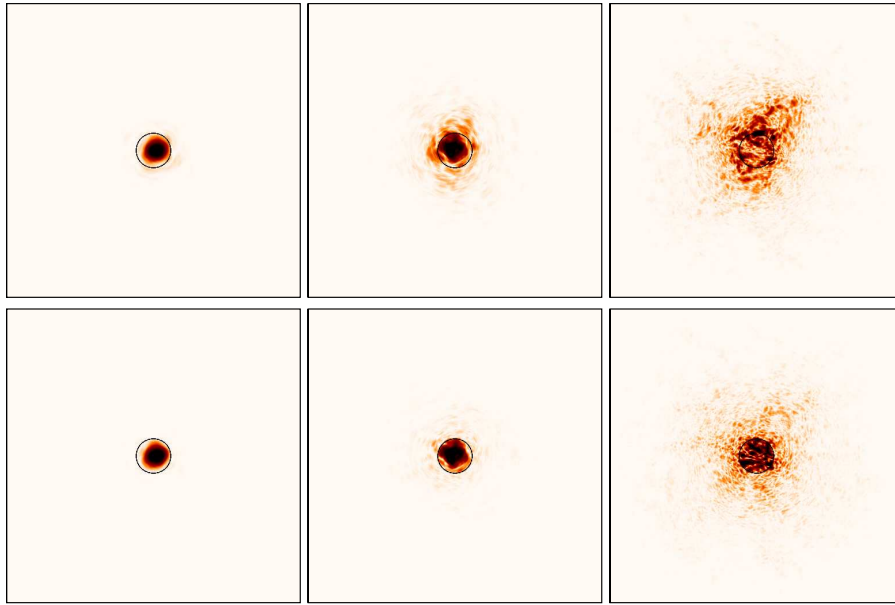


FIGURE 6.5 – Influence de la correction optimale. Haut : image courte pose sans correction, bas : image courte pose avec correction de phase et d’amplitude après 10 itérations. De gauche à droite :  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ ,  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ ,  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ . Distance de propagation de  $L = 10 \text{ km}$ ,  $\lambda = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$  et  $D = 30 \text{ cm}$ . L’échelle des couleurs est logarithmique pour une meilleure visualisation des contrastes.

	$C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$	$C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$	$C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$
Sans correction	$I_0 = 99.2\%$	$I_0 = 92.5\%$	$I_0 = 40.2\%$
Correction optimale	$I_{10} = 99.8\%$	$I_{10} = 98.2\%$	$I_{10} = 80.8\%$

TABLE 6.1 – Tableau récapitulatif des valeurs d’intensités obtenues à la figure 6.5 pour  $\lambda = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$  et une pupille de  $D = 30 \text{ cm}$  de diamètre.

deux métriques, après convergence de la correction optimale, dépendent de la force du  $C_n^2$ . Ces courbes démontrent donc que l’efficacité de la correction est fonction de la force de la turbulence. Barchers [Barchers-a-02-b] avait restreint son étude au PIB moyen dans le cas des faibles perturbations. On observe comme ce dernier que, dans le cas  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ , la correction est parfaite en termes de PIB moyen (tant que  $D > \sqrt{\lambda L}$ ). Les courbes de la figure 6.6 démontrent que la correction optimale permet d’atteindre un PIB moyen très satisfaisant bien au-delà de la limite des faibles perturbations. Si l’on considère le cas  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ , la correction itérative permet d’augmenter le PIB de  $\langle I_0 \rangle = 0.31$  à plus de  $\langle I_9 \rangle = 0.83$ ; soit une augmentation moyenne d’environ 167%. Nous rappelons que la variance de Rytov est de  $\sigma_R^2 = 14$  pour le cas de turbulence considéré. Il est important de souligner que c’est dans ce cas que la correction est la plus efficace alors que dans les autres régimes de turbulence où la turbulence est plus faible, le PIB moyen est déjà excellent en l’absence de correction. Pour le cas  $C_n^2 = 7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ , le

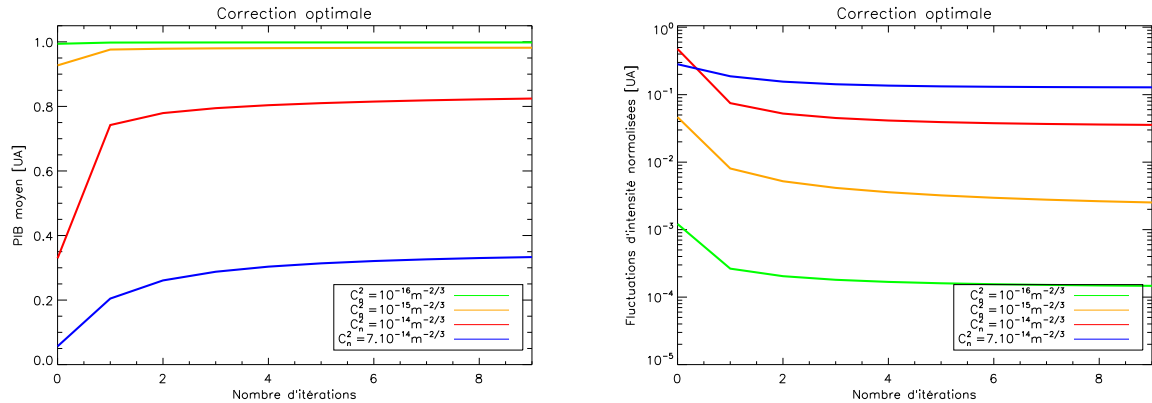


FIGURE 6.6 – Efficacité de la correction optimale en fonction de l'itération. Distance de propagation de 10 km,  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ . Verte :  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ , orange :  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ , rouge :  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  et bleu :  $C_n^2 = 7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ . Gauche : PIB moyen. Droite : fluctuations d'intensité normalisées.

niveau moyen du PIB en l'absence de turbulence est très faible  $\langle I_0 \rangle = 0.057$ . Après correction optimale il est de  $\langle I_9 \rangle = 0.333$ , soit une augmentation d'environ 484% en moyenne, confirmant que l'efficacité de la correction en termes de PIB augmente avec la force de la turbulence.

Nous avons également caractérisé les fluctuations résiduelles du PIB dont l'atténuation est fondamentale pour les LOA. Quel que soit le régime de turbulence et mis à part le cas  $C_n^2 = 7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ , une réduction d'un facteur d'environ 10 est observé au bout de 10 itérations. Le cas de très fortes perturbations (courbes bleues) correspond à  $\sigma_R^2 \simeq 98$  et à une propagation se situant dans la saturation profonde. La correction optimale ne permet qu'une diminution d'un facteur 3 des fluctuations résiduelles d'intensité. La figure 2.3 avait montré au chapitre 2 une légère diminution de la variance vraie dans les cas fortement saturés. Les courbes de la figure 6.6 confirment que les fluctuations résiduelles sont légèrement plus faibles pour  $C_n^2 = 7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  que pour  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ . Toutefois, les perturbations sont trop importantes pour que la correction optimale puisse diminuer suffisamment les fluctuations.

Pour ce qui concerne la vitesse de convergence, si une itération est suffisante dans le cas des faibles perturbations, pour le PIB en moyenne, il apparaît nettement qu'un nombre supérieur d'itérations est nécessaire pour les autres cas. Dans la suite de ces études, nous nous sommes assurés systématiquement qu'un nombre suffisant d'itérations était effectué pour atteindre la convergence. Nous avons constaté qu'un nombre inférieur à environ 5 était généralement suffisant.

### 6.1.3.3 Taux d'erreur moyen

La figure 6.7 présente l'évolution du BER moyen en fonction de l'intensité moyenne  $\langle I \rangle$  reçue. Les détails du calcul du BER, basé sur une loi log-normale, ont été présentés paragraphe

3.1.3. Trois forces de turbulence sont étudiées  $C_n^2 = 7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  (en bleu sur la figure),  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  (en rouge) et  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$  (en jaune) avec et sans correction optimale. Pour

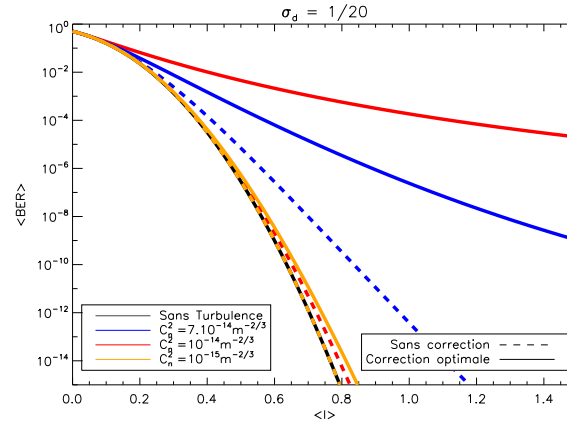


FIGURE 6.7 – Evolution du BER moyen en fonction de l’intensité moyenne reçue. Courbes orange :  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ , rouge :  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  et bleue :  $C_n^2 = 7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ . Pointillés : sans correction, traits pleins : correction optimale.

une même puissance optique émise, les cas sans correction correspondant à  $C_n^2 = 7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  et  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  ne permettent pas d’atteindre un BER moyen convenable aux LOA. Le tableau 6.2 résume les taux d’erreur moyens, pour différents cas de forces de turbulence avec et sans correction. Ces valeurs sont issues des courbes figure 6.7. Nous avons supposé la puissance optique émise normalisée à  $I_{\text{émis}} = 1$  et calculé le taux d’erreur à partir de l’atténuation moyenne  $\langle I \rangle$  pour chaque cas.

$C_n^2$	$7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$	$10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$	$10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$
Sans correction	0.3	$2 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-18}$
Correction optimale	$3 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-15}$	$3 \cdot 10^{-23}$

TABLE 6.2 – Tableau récapitulatif des valeurs du BER moyen en fonction de la force de turbulence pour  $\lambda = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$  et une pupille de  $D = 30 \text{ cm}$  de diamètre.

Afin de diminuer le taux d’erreur dans les cas défavorables (c’est-à-dire lorsque  $\langle BER \rangle > 10^{-12}$ ), il est nécessaire soit d’augmenter le rapport signal à bruit (par une diminution de la variance de bruit  $\sigma_d^2$  ou par une augmentation de la puissance émise  $I_{\text{émis}}$ ), soit d’accroître le diamètre de l’optique. Lorsque les fluctuations résiduelles du PIB sont élevées, l’augmentation du rapport signal à bruit peut permettre d’abaisser le BER moyen sous le seuil de  $10^{-12}$ .

Pour le cas  $C_n^2 = 7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  avec correction optimale, le PIB moyen est de  $\langle I \rangle \simeq 0.33$ . Le doublement (resp. triplement) de l’intensité émise permet d’atteindre un  $\langle BER \rangle = 3 \cdot 10^{-8}$  (resp.  $\langle BER \rangle = 3 \cdot 10^{-14}$ ). Toutefois, une telle augmentation du flux optique émis n’est pas toujours accessible aux LOA endo-atmosphériques. De plus, ces considérations sont sujettes à caution,

notamment dans les cas de fortes turbulences non corrigées, car on sort du domaine de validité de la densité de probabilité log-normale.

### 6.1.4 Influence du diamètre de la pupille

L'efficacité de la correction va naturellement dépendre de la force de la turbulence mais également de la taille des pupilles, de la longueur d'onde et de la distance de propagation. Si les pupilles sont de trop petite taille, il sera impossible de créer un mode de propagation minimisant les pertes entre les deux extrémités de la liaison. À l'inverse, on sait que, dans le cas d'un diamètre infini, la conjugaison de phase constitue la solution immédiate. Barchers a mis en évidence le paramètre réduit  $\sqrt{\lambda L}$  comme grandeur dimensionnante du diamètre des pupilles dans le cas des faibles perturbations. La figure 6.8 présente l'influence du diamètre de la pupille pour une longueur d'onde de  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et différents régimes de propagation. Comme souligné par

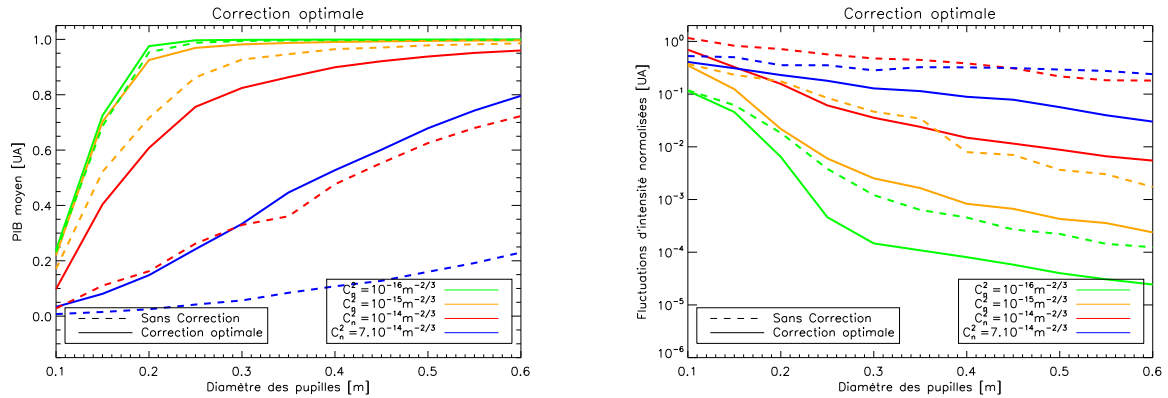


FIGURE 6.8 – Efficacité de la correction optimale en fonction du diamètre des optiques pour différentes forces de turbulence. La distance de propagation est de  $L = 10 \text{ km}$  et la longueur d'onde de  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ . Vert :  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ , orange :  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ , rouge :  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  et bleu :  $C_n^2 = 7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ . Traits pleins : correction optimale, pointillés : pas de correction. Gauche : PIB, droite : fluctuations d'intensité normalisées.

Barchers, nous observons que dans le cas faibles perturbations, lorsque le diamètre de la pupille est inférieur à  $L_F = \sqrt{\lambda L}$ , l'obtention d'un mode de propagation est impossible et la correction itérative n'est pas efficace. On rappelle ici que  $\sqrt{\lambda L} = 12 \text{ cm}$ . Il faut souligner que cet effet est purement diffractif et sans lien direct avec la turbulence. On observe d'ailleurs, exactement le même phénomène qu'en l'absence de turbulence (cf. figure 6.4). Un mode de propagation ne peut avoir lieu qu'à l'intérieur d'une pseudo-cavité de dimension transverse supérieure à  $L_F$ . Ceci impose une contrainte sur la limitation spatiale minimum des pupilles utilisables avec une correction de ce type. Ainsi, on comprend que les régimes étudiés par Barchers ne sont pas pertinents pour les LOA (gains attendus trop faibles).

Intéressons nous tout d'abord à  $\langle I \rangle$  en fonction du diamètre de la pupille  $D$  sur la figure 6.8. Lorsque la pupille est de grande taille, la correction reste inefficace par rapport à une propagation directe sans correction. Les valeurs de  $D$  étudiées ne permettent pas de voir apparaître ce phénomène pour  $C_n^2 = 7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ , situé au-delà de  $D = 0.6 \text{ m}$ . Ce résultat montre, qu'en présence de correction, il est inutile d'augmenter la taille de l'optique au-delà de l'élargissement naturel du faisceau car le moyennage par la pupille est alors prépondérant et rend la correction superflue.

En régime diffractif (faibles perturbations :  $\sigma_R^2 = 0.14$ ) et jusqu'à l'arrivée de la saturation ( $\sigma_R^2 = 1.4$ ), la grandeur caractéristique est  $L_F$  : au-delà de  $2L_F$ , la correction est superflue vis-à-vis de  $\langle I \rangle$ . En régime fortement perturbé ( $\sigma_R^2 = 14$  et  $\sigma_R^2 = 98$ ),  $L_F$  est remplacé par  $\frac{\lambda L}{\pi \rho_0}$  (voir première partie I) qui est alors de  $0.5 \text{ m}$ . Pour les diamètres considérés ( $D < 0.6 \text{ m}$ ), on observe alors que la correction prend tout son sens vis-à-vis de  $\langle I \rangle$ .

En ce qui concerne les fluctuations, l'augmentation du diamètre permet des réductions significatives, au-delà des dimensions caractéristiques identifiées pour  $\langle I \rangle$ , dans les quatre conditions de turbulence. D'après la figure 3.3, il semble que des fluctuations normalisées inférieures approximativement à  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} < 0.1$  soient suffisantes pour limiter le taux d'erreur. Pour ces valeurs de fluctuations, le BER moyen est très voisin du cas sans turbulence. Dans le cas  $\sigma_R^2 = 14$ , la décroissance se fait proportionnellement à  $D^{-1}$  soit inversement proportionnellement à la racine carré du nombre de speckles indépendants dans la pupille. Dans les cas  $\sigma_R^2 = 0.14$  et  $\sigma_R^2 = 1.4$  le comportement est différent, au moins pour les diamètres inférieurs à  $30 \text{ cm}$ , étant donné que la plus grande partie des perturbations est constituée par le beam wander.

Afin de mieux percevoir le domaine d'intérêt de la correction, nous présentons figure 6.9, le gain de la correction optimale. Nous définissons le gain en termes de PIB par le rapport :

$$G_{PIB} = \frac{\langle I \rangle_{\text{Avec Correction}}}{\langle I \rangle_{\text{Sans Correction}}}, \quad (6.3)$$

tandis que le gain sur les fluctuations d'intensité normalisées est donné par le rapport inverse :

$$G_{Fluct} = \frac{\left[ \frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} \right]_{\text{Sans Correction}}}{\left[ \frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} \right]_{\text{Avec Correction}}} \quad (6.4)$$

Intéressons nous tout d'abord au PIB moyen  $\langle I \rangle$ . Comme présenté ci-avant, plus la force de la turbulence augmente et plus le gain de la correction optimale s'accroît. La courbe pour  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$  ne montre pas de gain significatif par rapport à une propagation sans correction. Lorsque la turbulence augmente au-delà des faibles perturbations, nous observons l'apparition d'un diamètre optimum permettant de maximiser le gain. Lorsque l'optique est trop petite, le gain reste faible (il n'y pas d'apparition de mode de propagation), tandis qu'une pupille de grande taille récolte déjà tout le flux même en l'absence de correction (la correction est superflue).

### 6.1.5 Densité de probabilité

Nous avons vu paragraphe 3.1.1.3 que la fonction densité de probabilité permet de calculer le taux d'erreur d'une liaison optique atmosphérique. Il a été présenté à la figure 2.16 la PDF de

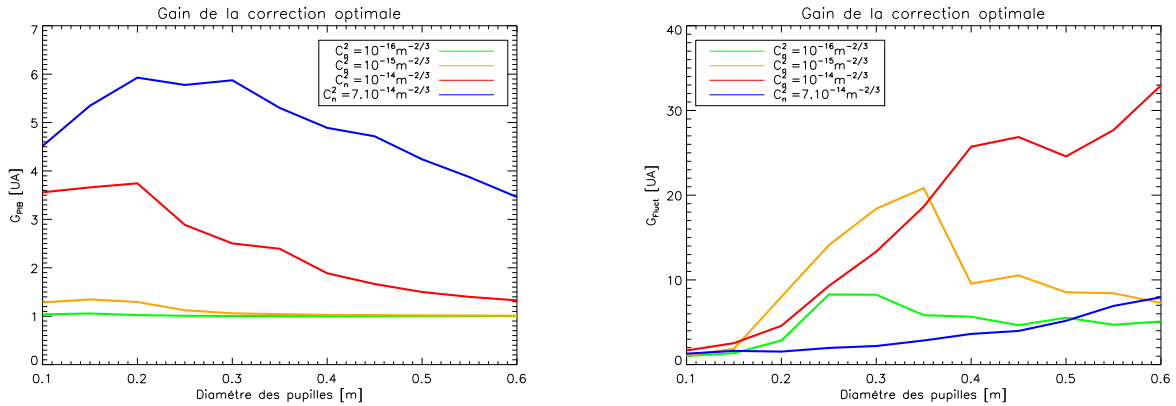


FIGURE 6.9 – Gain de la correction optimale en fonction du diamètre des télescopes pour différentes forces de turbulence. Distance de propagation de 10 km,  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ . Vert :  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ , orange :  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ , rouge :  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  et bleu :  $C_n^2 = 7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ . Gauche : gain de PIB, droite : gain en fluctuations d'intensité normalisées.

l'intensité pour la propagation d'un faisceau sans correction. Les calculs de BER que nous avons menés reposent sur l'hypothèse que le PIB, suit une statistique log-normale. Cette hypothèse peut être justifiée en l'absence de précompensation lorsque les fluctuations de I sont faibles dans deux cas :

- lorsque les perturbations sont faibles et la pupille collectrice petite par rapport à  $\sqrt{\lambda L}$ , la dimension caractéristique des grains d'intensité ;
- lorsque la pupille collectrice est très grande par rapport à la taille des grains d'intensité, la statistique tend vers une loi normale (théorème central limite) elle-même approximable par la loi log-normale.

Les résultats que nous venons d'observer en présence de précompensation, montrent que les fluctuations de l'intensité restent faibles pour les conditions étudiées. Malheureusement aucune des conditions précédentes n'est remplie. Il est important d'examiner les densités de probabilité en présence de précompensation pour s'assurer que les évaluations de BER faites précédemment avec une statistique log-normale, dans les cas où l'intensité varie faiblement, restent valides.

La figure 6.10 illustre la modification de la PDF suite à la correction itérative de phase et d'amplitude optimale. La distribution semble se modifier vers une fonction de type log-normale attendue en faibles perturbations ou lorsque l'effet de moyennage par la pupille est suffisamment important. Les courbes en pointillés représentent un ajustement (fit) de la courbe à  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  et  $C_n^2 = 7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  par une loi log-normale. Cette loi est utilisée pour le calcul du BER présenté au paragraphe 6.1.3.3. Dans l'ensemble des forces de turbulence étudiées, la correction optimale permet de retrouver une distribution proche d'une loi log-normale, même pour les cas de fortes perturbations. La modification des PDF telle que montrée figure 6.10, a pour conséquence de diminuer fortement le taux d'erreur de la liaison car celle-ci apportera une augmentation du rapport signal à bruit moyen et une diminution des variations de



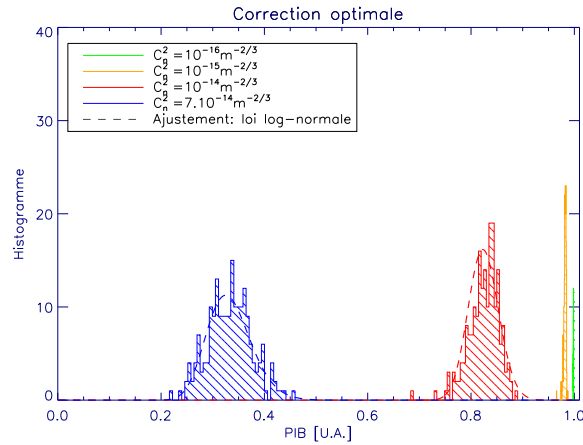


FIGURE 6.10 – Histogrammes de l’intensité pour différentes forces de turbulence après une correction optimale. Distance de propagation de 10 km,  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et un diamètre de pupille de  $D = 30 \text{ cm}$ . Les courbes en pointillés représentent un ajustement à une loi log-normale.

flux.

### 6.1.6 Influence de la géométrie de la pupille

Nous n’avons, jusqu’à présent, considéré que les pupilles pleines. Nous avons mis en évidence que l’efficacité du mode de propagation sélectionné est fonction du diamètre de la pupille. Avec une pupille pleine, on fait varier simultanément la dimension caractéristique de la pupille, et donc les effets de diffraction, avec la surface collectrice. Dans la perspective de la mise en œuvre d’instruments à pupilles complexes (synthèse d’ouverture par exemple), on peut se poser la question de savoir quels rôles jouent ces deux paramètres. Pour cette étude, nous avons choisi le cas de la pupille à occultation centrale, particulièrement intéressante du point de vue pratique. L’utilisation de télescopes à occultation centrale (par ex. de type Cassegrain) est classique notamment pour des raisons de simplicité de mise en œuvre et de coût. L’occultation centrale simplifie le montage optique mais réduit faiblement la surface collectrice disponible. En revanche, l’occultation centrale impose une dimension caractéristique - la largeur de la couronne - susceptible de contraindre fortement l’efficacité du mode de propagation.

#### 6.1.6.1 En absence de turbulence : un mode de propagation adapté

Pour étudier l’impact de l’occultation centrale, nous réalisons en premier lieu les simulations numériques en absence de turbulence. Nous avons émis le faisceau gaussien initial à partir du bord de la pupille. Ceci n’a d’impact, avec une correction optimale, ni sur la répartition finale du champ ni sur les paramètres étudiés  $\langle I \rangle$  et  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$ .

Les figures 6.11 et 6.12 représentent différentes étapes de la correction itérative de phase

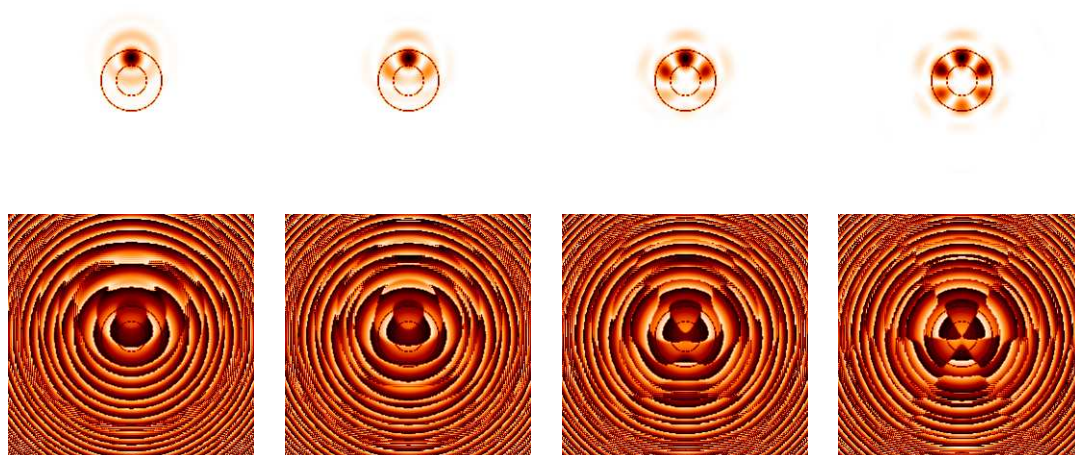


FIGURE 6.11 – Evolution de l'intensité (haut) et de la phase (bas) dans le plan de réception après une correction itérative optimale. Les cercles représentent l'empreinte d'une pupille de  $D = 25$  cm avec une occultation centrale de 50%. La distance de propagation est de 10 km,  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ . De gauche à droite sont présentées les itérations numéro 1, 2, 5 et 14.

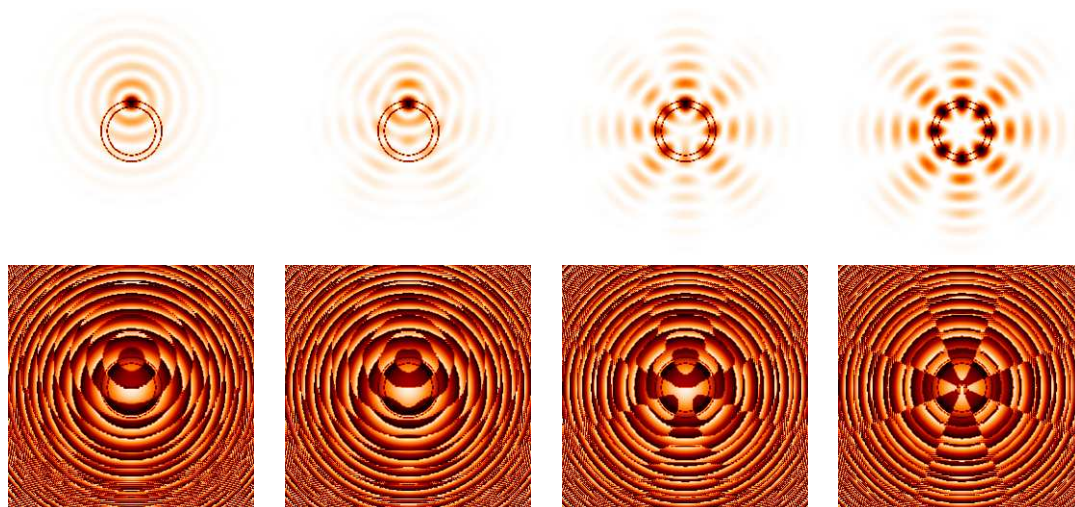


FIGURE 6.12 – Evolution de l'intensité (haut) et de la phase (bas) dans le plan de réception après une correction itérative optimale. Occultation centrale de 80%. Les cercles représentent l'empreinte de la pupille de  $D = 25$  cm. Distance de propagation de 10 km,  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ . De gauche à droite nous avons l'itération numéro 1, 2, 5 et 14.

et d'amplitude pour une occultation centrale respectivement de  $OC = 0.5$  et  $OC = 0.8$ . Ces figures montrent parallèlement la phase et l'intensité dans le plan de réception. Le mode de propagation obtenu diffère du mode obtenu sans occultation. En effet, d'un mode gaussien nous

passons maintenant à un mode à symétrie radiale composé de plusieurs lobes. Le nombre de lobes augmente avec l'occultation centrale et dépend de la taille des pupilles.

Il est à noter la similitude de la répartition d'intensité de ces modes avec les modes spatiaux  $LP_{ml}$  d'une fibre optique multimode cylindrique à saut d'indice. Le nombre azimutal  $m$  représente le nombre de lobes divisé par deux (par exemple, nous avons ici  $m = 3$  pour une occultation centrale de 50% et  $m = 4$  pour 80%). Le nombre radial  $l$  représente le nombre de couronnes et le mode  $LP_{01}$  correspond au mode gaussien. De plus, comme pour les fibres optiques, les phases des lobes sont deux à deux en opposition. Nous observons qu'une partie de l'énergie reste en dehors de la pupille mais que le mode possède une géométrie compatible avec l'occultation centrale circulaire. La phase, présente des sauts aux niveaux des intensités nulles. Il faut souligner que contrairement au cas d'une fibre optique, les pertes de ce mode ne peuvent pas être négligées, particulièrement dans un obturation centrale de 80%. On peut comparer, de façon sans doute plus pertinente, la phase à l'émission du mode de propagation au masque de phase à 4 quadrants [Rodier-a-97] proposé pour la coronagraphie stellaire. L'objectif de la coronagraphie est d'annuler le flux d'une étoile brillante sur l'axe optique. De la même manière, la présence de ce pseudo masque de phase, permet la réjection de l'énergie présente sur l'axe optique vers les bords. On voit apparaître, dans la phase après itération une défocalisation supplémentaire aux simples quadrants de phase classique.

L'évolution de l'intensité intégrée (PIB) en fonction de l'occultation centrale  $OC$  est présentée figure 6.13 pour une propagation sans turbulence. L'allure des courbes est identique au cas

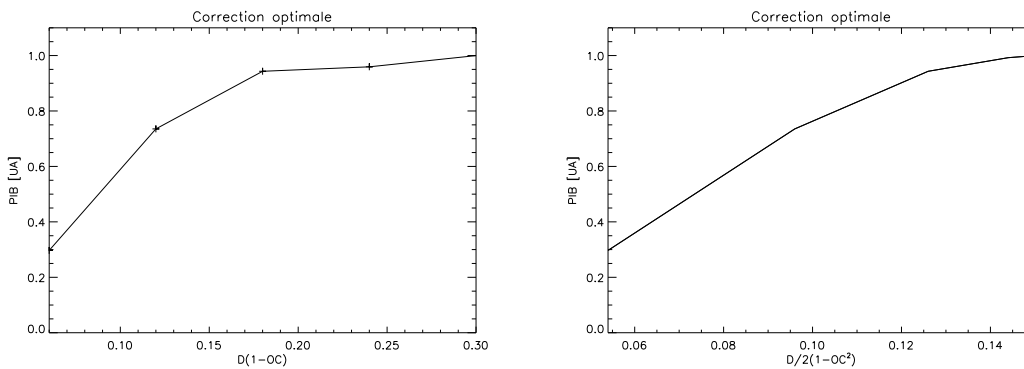


FIGURE 6.13 – Evolution de l'intensité pour une correction optimale sans turbulence en fonction de  $D(1 - OC)$  (gauche) et de  $\frac{D}{2}(1 - OC^2)$  (droite). La distance de propagation est de  $L = 10$  km,  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et un diamètre de pupille de  $D = 30$  cm.

pupille pleine, en remplaçant le diamètre de la pupille  $D$  par  $D(1 - OC)$ . On observe dans un premier temps une augmentation linéaire de l'intensité proportionnelle à la surface de collection ( $\frac{D}{2}(1 - OC^2)$ ), puis une saturation lorsque pratiquement toute l'énergie arrive sur la pupille.

### 6.1.6.2 En présence de turbulence

La figure 6.14 compare la répartition typique d'énergie dans le plan de réception pour différentes forces de turbulence et différentes occultations centrales. A très faibles turbulences, on conserve quasiment les modes obtenus sans turbulence, comme dans le cas d'une pupille pleine. A l'inverse, en présence de fortes turbulences, le mode propre du système ne s'apparente plus à la géométrie obtenue en absence de turbulence.

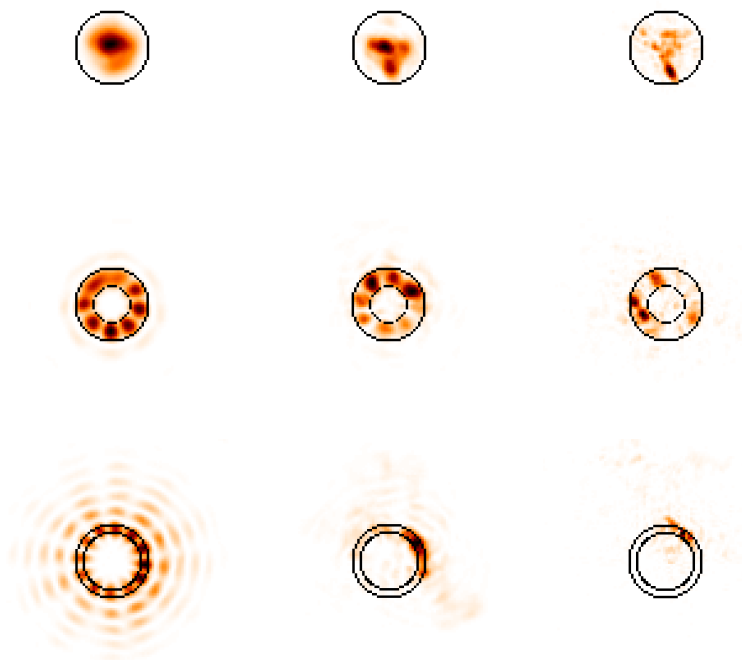


FIGURE 6.14 – Répartition typique de l'intensité de réception après une correction optimale (turbulence différente pour chaque réalisation). Les cercles représentent l'empreinte de la pupille de  $D = 30$  cm. Distance de propagation de  $L = 10$  km,  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ . De haut en bas : pourcentage d'occultation centrale de 0%, 50% et 80%. De gauche à droite la force de la turbulence est :  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ ,  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$  et  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ .

L'évolution de l'intensité moyenne et des fluctuations d'intensité normalisées en fonction de l'occultation centrale est représentée figure 6.15. Naturellement, plus l'occultation est importante plus l'intensité moyenne est faible. En ce qui concerne les faibles perturbations, l'atténuation moyenne à la convergence est très proche de celle obtenue en l'absence de turbulence. Ce résultat est sans surprise. Il a déjà été observé dans le cas de la pupille pleine. En ce qui concerne les fortes perturbations ( $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ ), on observe une croissance quasi-linéaire de l'atténuation moyenne,  $\langle I \rangle$ , en fonction de la surface collectrice  $d_c = 1 - OC^2$ .

Quelles que soient les perturbations, on observe une réduction des fluctuations avec l'aug-

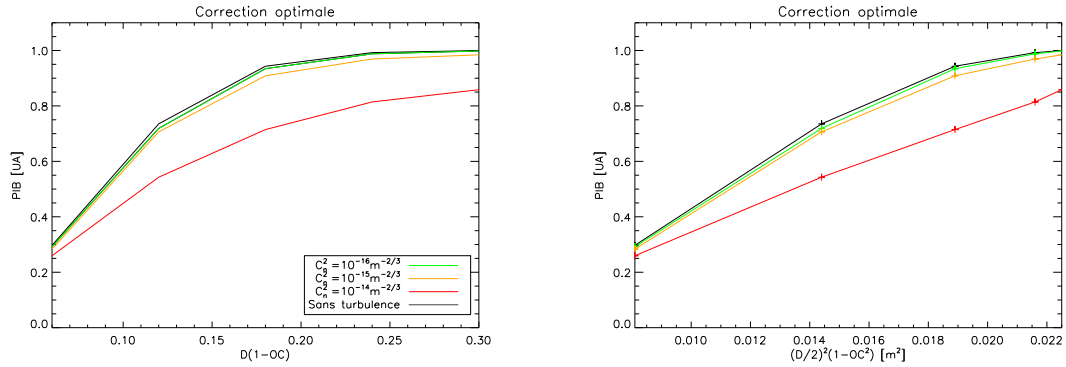


FIGURE 6.15 – Evolution de l’intensité moyenne après une correction itérative de phase et d’amplitude en fonction de l’occultation centrale. La distance de propagation est de  $L = 10$  km,  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et le diamètre de la pupille de  $D = 30$  cm.

mentation de la dimension caractéristique  $1 - OC$ , comme nous l’avons observé dans le cas d’une pupille pleine avec la même différence de comportement entre faibles et fortes perturbations. La figure 6.15 à droite, présente la linéarité du PIB moyen pour les fortes perturbations en fonction de  $d_c = 1 - OC^2$ . On n’observe pas la saturation de l’augmentation de  $\langle I \rangle$  car la pupille a un diamètre total de  $D = 30$  cm, trop petit. La figure 6.16 présente l’évolution des fluctuations d’intensité en fonction de  $1 - OC$ .

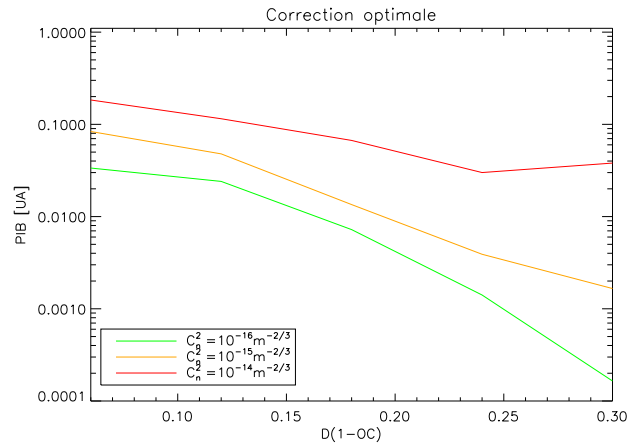


FIGURE 6.16 – Evolution des fluctuations d’intensité en fonction de  $d_c = 1 - OC$ . La distance de propagation est de  $L = 10$  km, la longueur d’onde de  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et le diamètre de la pupille de  $D = 30$  cm.

### 6.1.6.3 Conclusion

Dans le cas d'une pupille annulaire, nous constatons l'apparition de modes adaptés proches des géométries rencontrées dans les fibres optiques. Nous observons également deux effets qui se découplent partiellement :

- les pertes proportionnelles à la surface  $S$  de la pupille de réception,
- la diffraction constante (liée à  $\frac{\lambda L}{D}$ ).

Ainsi, le comportement vis-a-vis du PIB moyen, lorsque le diamètre  $D$  de la pupille est constant, est principalement lié à  $S$ .

## 6.2 Correction sous-optimale

### 6.2.1 Principe de la modélisation

La modélisation de la correction itérative de phase est réalisée grâce au code PILOT de la même manière que la correction optimale. Nous considérons une correction de phase parfaite, c'est-à-dire que la précompensation est réalisée à partir de la connaissance exacte de la phase vraie. Le contrôle du champ uniquement basé sur la phase ne permettra pas, a priori, d'obtenir une qualité de correction identique à la correction de phase et d'amplitude. Les systèmes contrôlant uniquement la phase du champ sont des solutions auxquelles il est nécessaire de recourir, à défaut de pouvoir implémenter la solution optimale. On rappelle les étapes de principe de la correction itérative de phase, ou correction sous-optimale, entre le télescope 1 et le télescope 2.

$$\begin{aligned}
 \text{Itération 0} \quad & \begin{cases} U_0^{(0)}(\mathbf{r}, z=0) & = \frac{U_0(\mathbf{r}, z=0)}{\sqrt{\int_{\mathcal{P}} |U_0(\mathbf{r}, z=0)|^2 d\mathbf{r}}} A_0 \times \mathcal{P} \\ U_{1 \rightarrow 2}^{(0)}(\mathbf{r}', z=L) & = \mathcal{G}_{1 \rightarrow 2} \left[ U_0^{(0)}(\mathbf{r}, z=0) \right] \times \mathcal{P}_2 \end{cases} \\
 \\
 \text{Itération 1} \quad & \begin{cases} U_{2 \rightarrow 1}^{(1)}(\mathbf{r}, z=0) & = \mathcal{G}_{2 \rightarrow 1} \left[ U_0(\mathbf{r}, z=0) \frac{U_{1 \rightarrow 2}^{*(0)}(\mathbf{r}', z=L)}{|U_{1 \rightarrow 2}^{(0)}(\mathbf{r}', z=L)|} \right] \times \mathcal{P}_1 \\ U_{1 \rightarrow 2}^{(1)}(\mathbf{r}', z=L) & = \mathcal{G}_{1 \rightarrow 2} \left[ U_0(\mathbf{r}, z=0) \frac{U_{2 \rightarrow 1}^{*(1)}(\mathbf{r}, z=0)}{|U_{2 \rightarrow 1}^{(1)}(\mathbf{r}, z=0)|} \right] \times \mathcal{P}_2 \end{cases} \\
 \\
 & \quad \quad \quad \vdots \\
 \text{Itération } i \quad & \begin{cases} U_{2 \rightarrow 1}^{(i)}(\mathbf{r}, z=0) & = \mathcal{G}_{2 \rightarrow 1} \left[ U_0(\mathbf{r}, z=0) \frac{U_{1 \rightarrow 2}^{*(i-1)}(\mathbf{r}', z=L)}{|U_{1 \rightarrow 2}^{(i-1)}(\mathbf{r}', z=L)|} \right] \times \mathcal{P}_1 \\ U_{1 \rightarrow 2}^{(i)}(\mathbf{r}', z=L) & = \mathcal{G}_{1 \rightarrow 2} \left[ U_0(\mathbf{r}, z=0) \frac{U_{2 \rightarrow 1}^{*(i)}(\mathbf{r}, z=0)}{|U_{2 \rightarrow 1}^{(i)}(\mathbf{r}, z=0)|} \right] \times \mathcal{P}_2 \end{cases}
 \end{aligned}$$

où :

- $U_0(\mathbf{r}, z=0)$  est le champ initial ;
- $\mathcal{P}$  représente la pupille ;
- $\mathcal{G}_{j \rightarrow k}[\cdot]$  symbolise une propagation turbulente du télescope  $j$  vers le télescope  $k$  ;
- $|A_0|$  représente l'intensité totale du champ émis ;

- $U_{j \rightarrow k}$  est le champ reçu en  $k$  propagé depuis  $j$  ;
- Le rapport  $\frac{U_{j \rightarrow k}^{*(i)}(\mathbf{r}', z=L)}{|U_{j \rightarrow k}^{(i)}(\mathbf{r}', z=L)|} = e^{-i\varphi_j}$  représente la correction de phase en  $k$ .

Sans perte de généralité, on fixera  $|A_0|^2 = 1$ , c'est-à-dire que le champ émis à chaque itération sera normalisé à une valeur unitaire. Chaque aller-retour entre un télescope et l'autre sera considéré par la suite comme une itération et les résultats seront présentés uniquement pour  $T2$ .

## 6.2.2 Optimisation de la répartition d'intensité du faisceau émis

On suppose, d'une part, que les faisceaux sont émis par des pupilles circulaires pleines. D'autre part, on considère qu'on dispose uniquement de faisceaux monomodes gaussiens. Le waist du faisceau à l'émission peut avoir un impact important sur le flux collecté après propagation en présence d'une précompensation itérative de phase seule. Dans un premier temps, on cherche le waist optimum en absence de turbulence vis-à-vis du PIB. Dans un second, on effectue cette optimisation en présence de turbulence atmosphérique conjointement pour le PIB moyen et les fluctuations d'intensité normalisées.

### 6.2.2.1 En absence de turbulence

Nous nous intéressons, dans un premier temps, à l'optimisation du waist du faisceau émis pour la correction sous-optimale, en absence de turbulence. D'après la figure 6.17, il est clair que la valeur finale du PIB de la correction itérative ne dépend que faiblement du waist de la gaussienne. Lorsque le faisceau possède un petit waist ou un petit rayon de courbure à l'émission,

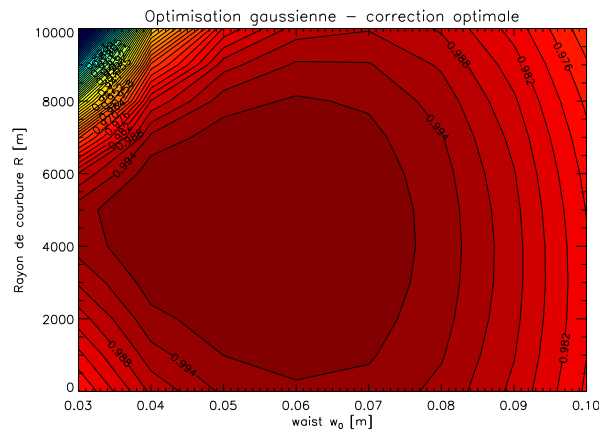


FIGURE 6.17 – Courbes d'iso-intensité dans le plan de réception : optimisation des paramètres du faisceau gaussien pour une correction sous-optimale. Propagation sans turbulence avec troncature à l'émission et à la réception de  $D = 30$  cm. Distance de propagation  $L = 10$  km,  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ .

sion, le faisceau est très divergent. Il subira une forte perte de flux imposée par la troncature de

la pupille de réception. Inversement, lorsque le faisceau est beaucoup plus large que la pupille d'émission, le faisceau est faiblement divergent. La diffraction par le bord de la pupille d'émission impose également une perte de flux. Dans un régime intermédiaire, compris environ entre  $5 \text{ cm} < w_0 < 9 \text{ cm}$ , les pertes de flux sont minimisées. La position du waist par rapport au trajet de propagation n'a pas beaucoup d'influence.

Toutefois, il apparaît que pour un faisceau de rayon au waist de  $w_0 = 5 \text{ cm}$  focalisé à mi-parcours ( $z_{w_0} = 5 \text{ km}$ ), la perte d'énergie est minimisée. De plus, la courbe d'iso-intensité est relativement 'plate'. De faibles variations des paramètres  $w_0$ ,  $z_{w_0}$  ou  $D$  n'auront quasiment pas d'impact sur la valeur finale du PIB après itérations. En doublant, par exemple, la taille du faisceau  $w_0$  ou en choisissant, par exemple, un faisceau collimaté avec le waist dans la pupille ( $z_{w_0} = 0$ ), on ne subira qu'une perte inférieure au pourcent. Néanmoins, lorsque l'on modifiera fortement la longueur d'onde ou la taille de la pupille, la divergence naturelle du faisceau et la diffraction par le bord de la pupille ne pourront plus être négligées et les paramètres optimaux pourront en être modifiés.

Les paramètres initiaux de la correction sous-optimale sont pris comme étant un faisceau de rayon au waist de  $w_0 = 5 \text{ cm}$  focalisé à  $z_{w_0} = 5 \text{ km}$ . Ces valeurs conduisent à une taille de faisceau dans la pupille de  $w_{z=0} \simeq 7 \text{ cm}$  de rayon. On obtient donc des résultats très similaires pour les approches optimale et sous-optimale.

### 6.2.2.2 En présence de turbulence atmosphérique

En présence de turbulence atmosphérique, il faut prendre en compte les fluctuations d'intensité et l'intensité moyenne. La figure 6.18 présente l'étude paramétrique permettant l'optimisation de la taille du faisceau en présence de différentes forces de turbulence.

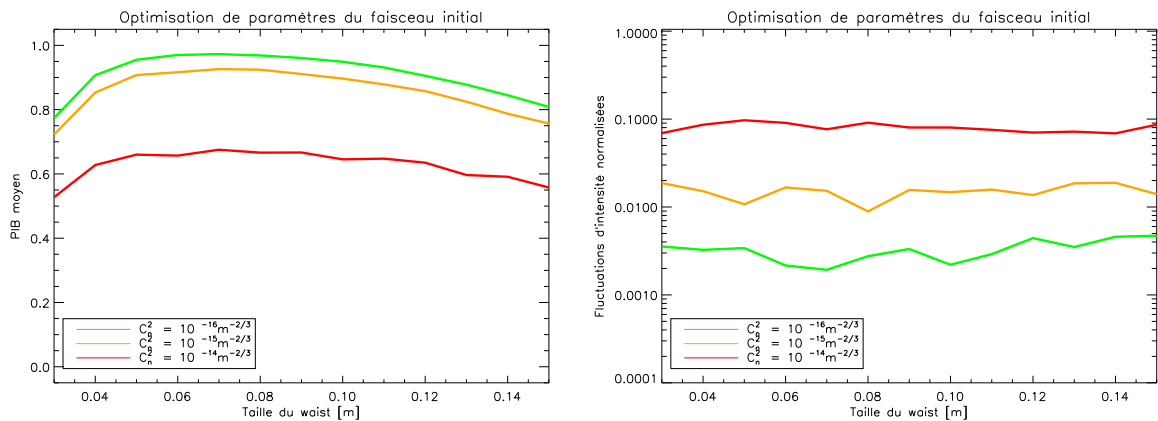


FIGURE 6.18 – Optimisation des paramètres du faisceau gaussien pour une correction itérative de phase. Pupilles de  $D = 30 \text{ cm}$  de diamètre, distance de propagation  $L = 10 \text{ km}$ ,  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ . Gauche : Power in the Bucket (PIB) moyen, droite : fluctuations d'intensité normalisées.

Sur la figure 6.18 ne sont représentés que les cas avec waist dans la pupille d'émission, c'est-à-dire  $z_{w_0} = 0$ . La correction itérative de phase pouvant agir directement sur la focalisation du



faisceau, la position du waist a peu d'influence sur l'optimisation. L'étude paramétrique donne un faisceau optimal pour un waist compris entre approximativement  $5 < w_0 < 10$  cm en présence de turbulence. On remarque que les fluctuations d'intensité, pour la plage de taille de waist étudiée, ne dépendent pas de la taille du faisceau.

## 6.2.3 Performances en fonction de la force de la turbulence

### 6.2.3.1 Effet de la correction sur la répartition d'énergie

Un exemple de la répartition d'intensité courte pose dans le plan de réception est représenté figure 6.19 et illustre l'effet de la correction itérative de phase après 10 itérations. Sur cette

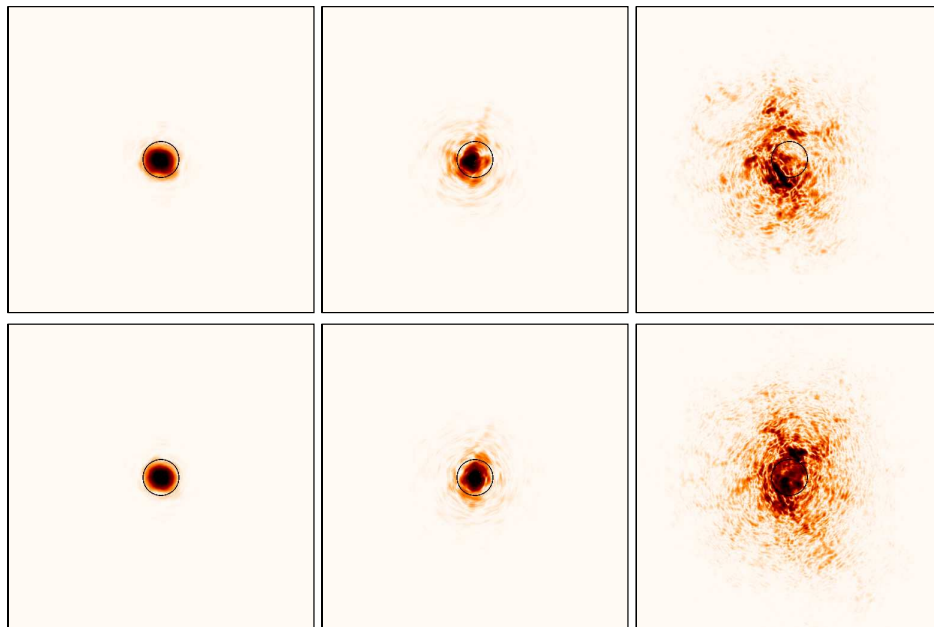


FIGURE 6.19 – Influence de la correction itérative sous-optimale de phase. Haut : image courte pose sans correction, bas : image courte pose avec correction de phase après 10 itérations. Distance de propagation de 10 km,  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ . De gauche à droite :  $C_n^2 = 10^{-16}$ ,  $10^{-15}$  et  $10^{-14} \text{m}^{-2/3}$ . A force de turbulence équivalente, les répartitions d'intensité sont obtenues à partir de la même réalisation de turbulence. L'échelle des couleurs est logarithmique pour une meilleur visualisation des contrastes.

réalisation de turbulence et pour le cas  $C_n^2 = 10^{-14} \text{m}^{-2/3}$ , la correction permet de passer de  $I_0 = 25\%$  du flux collecté à  $I_9 = 41\%$  en seulement 10 itérations. Qualitativement, la correction permet bien d'augmenter le flux collecté dans la pupille mais ne parvient pas, au contraire de la correction optimale, à concentrer la majeure partie du flux dans la pupille.

### 6.2.3.2 Influence de la force de la turbulence

Nous étudions, dans un premier temps, pour trois forces de turbulence, l'évolution de l'intensité moyenne et des fluctuations d'intensité en fonction du nombre d'itérations  $i$  (cf. figure 6.20). Nous constatons que l'efficacité de la correction, c'est-à-dire les valeurs finales des deux

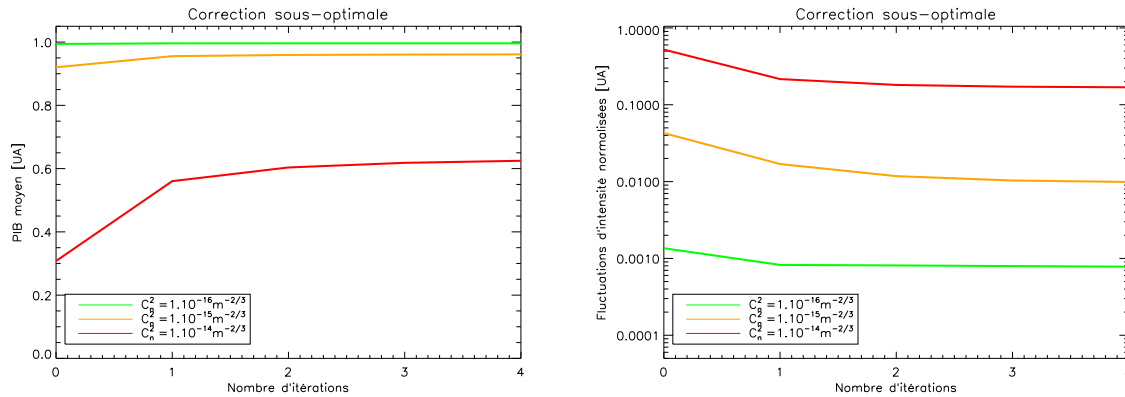


FIGURE 6.20 – Efficacité de la correction de phase itérative. Distance de propagation de 10 km,  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et  $D = 30 \text{ cm}$ . Gauche : PIB moyen en fonction des itérations. Droite : fluctuations d'intensité normalisée en fonction des itérations.

métriques après convergence de la correction sous-optimale, dépend de la force de la turbulence. Ce phénomène avait déjà été observé dans le cas de la correction optimale. En considérant le cas  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ , nous constatons que la correction itérative de phase permet d'augmenter sensiblement le PIB moyen. Il passe de  $\langle I_0 \rangle = 0.30$  à plus de  $\langle I_4 \rangle = 0.63$  après cinq itérations, soit un gain de d'environ 110% en moyenne. On rappelle que la valeur de la correction optimale était de  $\langle I_4 \rangle = 0.82$ . Nous observons, de la même manière que pour la correction optimale, que l'efficacité de la correction en termes de PIB moyen croît avec la force de la turbulence. Toutefois, la qualité de la liaison est déjà excellente pour les cas de plus faibles turbulences.

Si l'on s'intéresse maintenant aux fluctuations résiduelles du PIB, on observe une diminution quelle que soit la force de la turbulence. Pour  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ , les fluctuations d'intensité passent de  $\frac{\sigma_{I_0}}{\langle I_0 \rangle} = 0.5$  à  $\frac{\sigma_{I_4}}{\langle I_4 \rangle} = 0.18$  en cinq itérations, soit une diminution de 64% (resp.  $\frac{\sigma_{I_4}}{\langle I_4 \rangle} = 0.08$ , soit 84% pour la correction optimale).

En ce qui concerne la vitesse de convergence, on observe que la première itération est la plus influente. Toutefois, si une itération est suffisante dans le cas des faibles perturbations, pour le PIB moyen, il apparaît qu'un nombre supérieur d'itérations est nécessaire pour les autres cas. Ce phénomène avait déjà été mis en lumière dans le cas de la correction optimale. Nous avons constaté que dans tous les cas, un nombre inférieur à environ 5 était généralement suffisant pour atteindre la convergence. La valeur finale après convergence de la correction sous-optimale reste toujours moins bonne que celle obtenue en correction optimale, que ce soit pour  $\langle I \rangle$  ou  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$ . Cette constatation reste valable quelle que soit la force de la turbulence.

### 6.2.3.3 Taux d'erreur moyen

Nous présentons figure 6.21 l'impact de la correction sous-optimale sur le taux d'erreur moyen. Sont présentées dans cette figure, les courbes relatives à une propagation à  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  (en rouge) et  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$  (en jaune), avec et sans correction sous-optimale. Les courbes

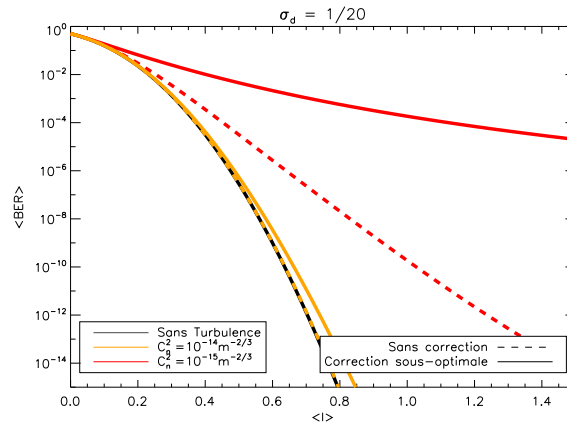


FIGURE 6.21 – Evolution du BER moyen en fonction de l'intensité moyenne reçue. Courbes orange :  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ , rouge :  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ . Pointillés : sans correction, traits pleins : correction sous-optimale.

montrent, pour les plus faibles perturbations étudiées ici, que la correction sous-optimale permet de réduire le taux d'erreur, pour atteindre approximativement le niveau sans turbulence. En ce qui concerne le cas  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ , la correction sous-optimale ne permet pas de réduire suffisamment les fluctuations ( $\frac{\sigma_I}{I} > 0.1$ ). Toutefois, le BER moyen est beaucoup plus faible qu'en absence de correction, et une puissance optique moyenne de  $\langle I \rangle = 1.2$  sera suffisant pour atteindre un  $\langle BER \rangle = 10^{-12}$ . Cette puissance optique nécessite le doublement de la puissance émise, car l'intensité obtenue après convergence de la correction sous-optimale est de  $\langle I \rangle_{C_n^2=10^{-14} \text{ m}^{-2/3}} = 0.63$ . Ces considérations sont sujettes à caution, car circonscrites au domaine de validité de la densité de probabilité log-normale.

### 6.2.4 Performances en fonction du diamètre de la pupille

De même que pour la correction optimale, l'efficacité après convergence de la correction sous-optimale va dépendre de la force de la turbulence, du diamètre des pupilles, de la longueur d'onde et de la distance de propagation. La grandeur dimensionnante reste également le paramètre réduit  $\sqrt{\lambda L}$  dans le cas des faibles perturbations. Nous rappelons que cet effet est purement diffractif, et n'a aucun lien direct avec la turbulence. Si les pupilles sont de trop petites tailles, la diffraction impose les pertes entre les deux extrémités de la liaison. A l'inverse, dans le cas d'un diamètre infini, l'intégralité du flux est collecté par la pupille, et la correction ne permet

pas d'améliorer la liaison qui est déjà très bonne. La figure 6.22 présente l'influence du diamètre de la pupille pour une longueur d'onde de  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et différents régimes de propagation.

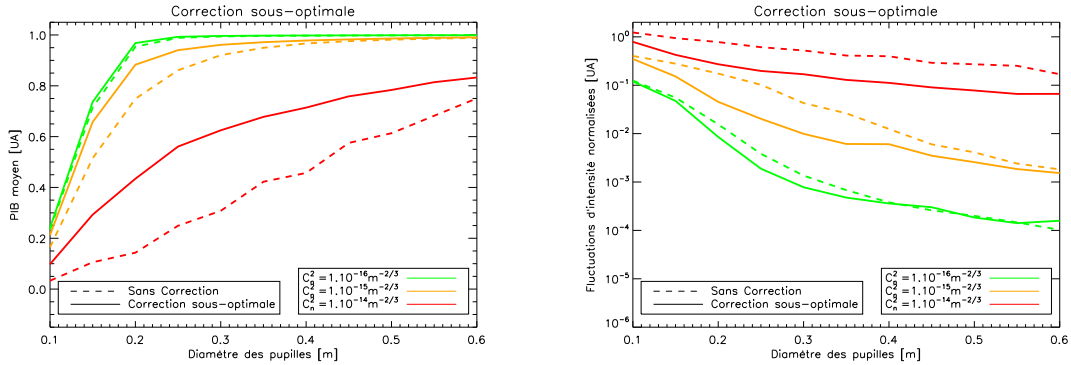


FIGURE 6.22 – Efficacité de la correction sous-optimale de phase en fonction du diamètre des télescopes pour différentes forces de turbulence. La distance de propagation est de  $L = 10 \text{ km}$  et  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ . Traits pleins : correction sous-optimale, pointillées : pas de correction. Gauche : PIB moyen, droite : fluctuations d'intensité normalisées.

Intéressons nous tout d'abord au PIB moyen  $\langle I \rangle$  en fonction du diamètre de la pupille  $D$ . Nous observons que dans le cas des faibles perturbations (c'est-à-dire en régime diffractif), lorsque le diamètre de la pupille est inférieur à  $L_F = \sqrt{\lambda L}$  et supérieur à  $2L_F$ , la correction de phase n'est pas efficace et est superflue vis-à-vis de  $\langle I \rangle$ . Ce résultat avait déjà été présenté pour la correction optimale.

Nous présentons figure 6.23 le gain de la correction en fonction de la taille des pupilles. On rappelle que les conventions choisies pour les gains de PIB et les fluctuations d'intensité sont données aux équations 6.3 et 6.4.

En ce qui concerne les fluctuations d'intensité, le gain de la correction, pour les régimes de faibles turbulences, semble saturer à partir d'approximativement  $3L_F$ . Le gain de la correction sous-optimale par rapport à une propagation sans correction, semble donc se situer entre  $L_F < D < 3L_F$ . Au-delà de ces bornes, la correction de phase itérative est superflue vis-à-vis des fluctuations d'intensité. Dans le régime de fortes perturbations ( $\sigma_R^2 = 14$ ), la décroissance des fluctuations se fait proportionnellement à  $D^{-1}$  soit inversement proportionnellement à la racine carrée du nombre de speckles indépendants dans la pupille. Dans les cas  $\sigma_R^2 = 0.14$  et  $\sigma_R^2 = 1.4$  le comportement est différent étant donné que la plus grande partie des perturbations est induite par le beam wander.

Nous observons que l'allure des courbes est identique à la correction optimale présentée figure 6.9, tout en présentant des valeurs beaucoup plus faibles. Pour les faibles perturbations, le gain de PIB reste inférieur à  $G_{PIB} < 1.3$  pour l'ensemble des diamètres de pupille étudiés. L'efficacité de la correction sous-optimale par rapport à une propagation sans correction décroît en fonction de la taille de l'optique.

Quant aux gains en termes de fluctuations d'intensité, il présente une zone intermédiaire où

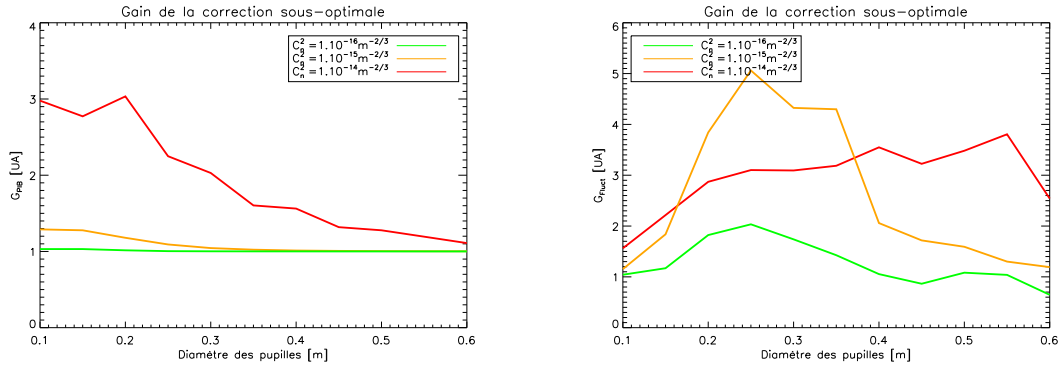


FIGURE 6.23 – Gain apporté par la correction itérative de phase en fonction du diamètre des télescopes pour différentes forces de turbulence. Distance de propagation  $L = 10$  km,  $\lambda = 1.5$   $\mu\text{m}$ . Gauche : gain de PIB moyen, droite : gain en fluctuations d'intensité normalisées.

le gain est maximum. Cette zone se situe approximativement entre  $15 \text{ cm} < D < 40 \text{ cm}$  pour les faibles turbulences, valeurs identifiées ci-avant. En fixant la taille de la pupille à  $D = 30 \text{ cm}$ , le gain en fluctuations d'intensité, qui est d'environ 14 (resp. 19 et 8) pour la correction optimale, chute à 3 (resp. 4.5 et 1.7) pour la correction sous-optimale avec une force de turbulence de  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  (resp.  $C_n^2 = 10^{-15}$  et  $10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ ). Ceci permet d'illustrer la perte, en termes de qualité de correction, que l'on subit à ne piloter que la phase du champ émis.

### 6.2.5 Densité de probabilité

La figure 6.24 illustre la modification de la PDF suite à la correction itérative de phase sous-optimale. La distribution semble se modifier vers une fonction de type log-normale attendue en faibles perturbations ou lorsque l'effet de moyennage par la pupille est suffisamment important. Les courbes en pointillés représentent un ajustement (fit) de la courbe à  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$  et  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  par une loi log-normale. L'apport de la correction sous-optimale, pour l'ensemble des forces de turbulence étudiées, par rapport à une propagation sans correction est clairement visible en comparant les courbes obtenues ici à celles obtenues figure 2.16. Toutefois, l'écart à la loi log-normale, faible pour le premier cas, reste importante pour le cas de fortes perturbations malgré la correction.

## 6.3 Conclusion

Nous avons interprété, dans ce chapitre, les travaux de Barchers pour connaître les limites ultimes du système de correction par optique adaptative pour les FSO [Schwartz-p-09]. Le cadre applicatif utilisé a été le projet Fortune43G, typique d'une propagation endo-atmosphérique sur une grande distance dans le proche infrarouge. L'analyse menée dans ce chapitre a permis d'identifier la correction itérative de phase et d'amplitude comme la correction optimale entre deux

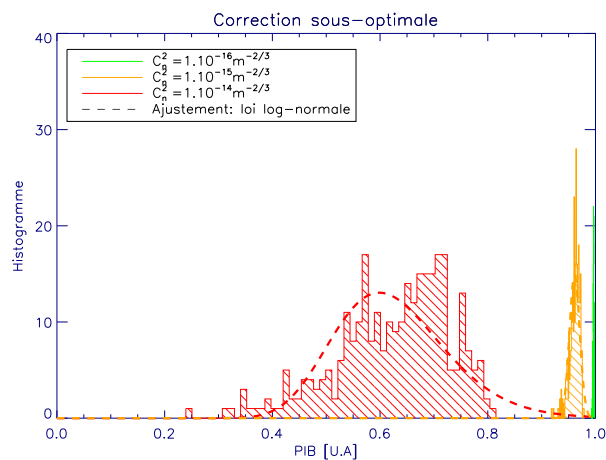


FIGURE 6.24 – Histogrammes du PIB pour différentes forces de turbulence après une correction sous-optimale. La distance de propagation est de  $L = 10$  km,  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et le diamètre de pupille de  $D = 30$  cm. Les courbes en pointillés représentent un ajustement à une loi log-normale.

télescopes d'une liaison optique atmosphérique. Elle montre que l'efficacité du contrôle optimal s'étend bien au-delà du régime des faibles perturbations. Permettant à la fois une augmentation du PIB moyen et une diminution importante des fluctuations d'intensité, elle paraît adaptée aux applications de type LOA. Les performances de la correction ont été jugées vis-à-vis de ces deux critères ainsi que par rapport au taux d'erreur moyen de la liaison. Nous avons constaté que les performances de la correction sont limitées notamment par la troncature des pupilles et la force de la turbulence. En régime diffractif et lorsque les paramètres de propagation le permettent, c'est-à-dire que le diamètre de pupille  $D > \sqrt{\lambda L}$ , il est possible d'établir un mode de propagation, c'est-à-dire un mode invariant temporellement et spatialement. Nous avons, de plus, constaté lorsque le coefficient de couplage entre les deux télescopes est déjà excellent (faibles perturbations et  $D > \sqrt{\lambda L}$ ), que l'apport de la correction est faible sur le PIB mais peut être important sur les fluctuations résiduelles (d'un facteur 10 environ). A fortes perturbations ( $\sigma_R^2 > 1$ ) la correction permet d'améliorer ces deux facteurs en parallèle. Toutefois, lorsque la force de la turbulence augmente encore (régime de saturation), seul le PIB est amélioré de manière importante ; les fluctuations le sont dans une moindre mesure.

Il n'existe pas, à notre connaissance, d'implantation de la correction optimale, et son étude se borne pour l'instant à un examen théorique. Celle-ci permet, toutefois, d'établir la limite théorique en termes de qualité de correction que l'on peut espérer avoir grâce à une correction par optique adaptative. Les raisons fondamentales de cette inexistence sont liées à la difficulté de piloter conjointement la phase et l'amplitude du champ à l'émission. C'est la raison pour laquelle nous avons étudié, dans un second temps, la correction sous-optimale limitée au contrôle de la phase du champ. Ce chapitre nous a permis de caractériser les paramètres du faisceau gaussien qui optimisent la qualité de la liaison optique atmosphérique en présence de turbulence et de

correction. Nous avons constaté que, malgré les performances réduites du contrôle de phase par rapport à la correction optimale, celle-ci permet un gain important en termes de PIB et de fluctuations d'intensité. La correction sous-optimale permet d'établir les limites théoriques d'une correction limitée à la modification de phase dans le plan de la pupille. Nous avons en particulier montré que :

- La manipulation de la phase dans le plan de la pupille permet de stabiliser la répartition d'intensité à grande distance.
- Tout en étant une technique de correction moins puissante que la correction de phase et d'amplitude, la correction sous-optimale de phase itérative permet effectivement d'augmenter monotonement le PIB moyen reçu (resp. diminuer les fluctuations d'intensité).
- Le gain apporté par cette correction est fonction à la fois de la taille de la pupille et de la force du  $C_n^2$ .

Toutefois, en présence de fortes perturbations, la correction limitée à la phase ne permet pas une diminution suffisante des fluctuations résiduelles d'intensité. Nous avons précédemment fixé la limite tolérable de fluctuations d'intensité à  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = 0.1$ . Pour un diamètre  $D = 30$  cm, cette limite n'est pas atteignable et il est nécessaire de l'augmenter à  $D \simeq 40$  cm pour se conformer aux performances. Dans les deux chapitres suivants nous allons étudier différentes configurations d'OA classiques permettant de mettre en œuvre la correction de phase.

# Chapitre 7

## Correction sur faisceau sonde contra-propagatif

### Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Correction sur faisceau contra-propagatif : cas phase parfaite</b>	<b>126</b>
7.1.1	Géométrie des faisceaux	127
7.1.2	Influence du diamètre de la pupille	129
<b>7.2</b>	<b>Correction sur faisceau contra-propagatif : cas Shack-Hartmann</b>	<b>131</b>
7.2.1	Description du système de correction	131
7.2.2	Analyse de surface d'onde sur faisceau sonde contra-propagatif	133
<b>7.3</b>	<b>Correction sur faisceau contra-propagatif : analyse multi-sondes</b>	<b>136</b>
7.3.1	Principe de la correction	136
7.3.2	Distance optimale de séparation des faisceaux sondes	137
7.3.3	Rapport signal-à-bruit	137
7.3.4	Performances en fonction de l'écartement des faisceaux sondes	138
7.3.5	Densité de probabilité	139
7.3.6	Influence du nombre de modes corrigés	139
7.3.7	Stabilité de la correction aux variations temporelles	142
<b>7.4</b>	<b>Correction itérative de phase</b>	<b>143</b>
<b>7.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>147</b>

---

Dans le cadre de la correction par optique adaptative d'une liaison optique atmosphérique, une approche classique consiste à utiliser un faisceau sonde émis par le télescope de réception et analysé par le télescope d'émission pour faire une mesure de front d'onde. Cette méthode est la technique d'OA classique avec un point source coopératif pour la mesure de front d'onde. Grâce à l'étude théorique du chapitre 6.2, nous avons montré que la correction itérative de phase, ou correction sous-optimale, permet un gain important sur la qualité de la liaison. Nous avons identifié la première itération comme la plus influente sur les métriques étudiées, c'est-à-dire  $\langle I \rangle$  et  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$ . Ainsi, la correction de phase sur faisceau sonde contra-propagatif, présente le double intérêt



de relaxer les besoins en termes de bande passante sur la boucle d'optique adaptative et de ne subir qu'une très faible dégradation par rapport à la correction sous-optimale. La relaxation en termes de bande passante provient du fait qu'une seule itération est nécessaire entre émetteur et récepteur pour converger vers la solution. L'objectif de ce chapitre est d'étudier les limites de la correction sur faisceau sonde vis-à-vis des performances attendues pour un lien de télécommunication optique.

Nous étudions dans un premier temps, les performances attendues par la correction de phase parfaite non itérative sur faisceau sonde contra-propagatif divergent. Cette correction suppose la connaissance parfaite de la phase reçue et la possibilité de la précompenser de manière exacte. Dans un second temps, nous comparons ces résultats avec la correction par une mesure du front d'onde obtenue avec l'analyseur SH (paragraphe 7.2). Cette comparaison est fait par rapport à deux types de configurations : la correction non itérative sur faisceau sonde (paragraphe 7.1) et la correction itérative de phase (paragraphe 7.4). Nous montrons que l'apport de la correction est limité en fortes perturbations, notamment à cause de la scintillation. Nous proposons, paragraphe 7.3, un dispositif simple permettant de s'affranchir partiellement de cette limitation, grâce à l'utilisation de plusieurs faisceaux sondes contra-propagatifs.

## 7.1 Correction sur faisceau contra-propagatif : cas phase parfaite

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats relatifs à la correction sur faisceau sonde contra-propagatif présentée au paragraphe 4.2.1 en supposant parfaite la connaissance de la phase du champ complexe  $U_s(r, z = 0)$ . Nous rappelons figure 7.1 le schéma de principe de la correction par faisceau sonde contra-propagatif, précisant la direction de propagation des différents faisceaux et la position des télescopes 1 et 2. Nous considérons en première approximation que

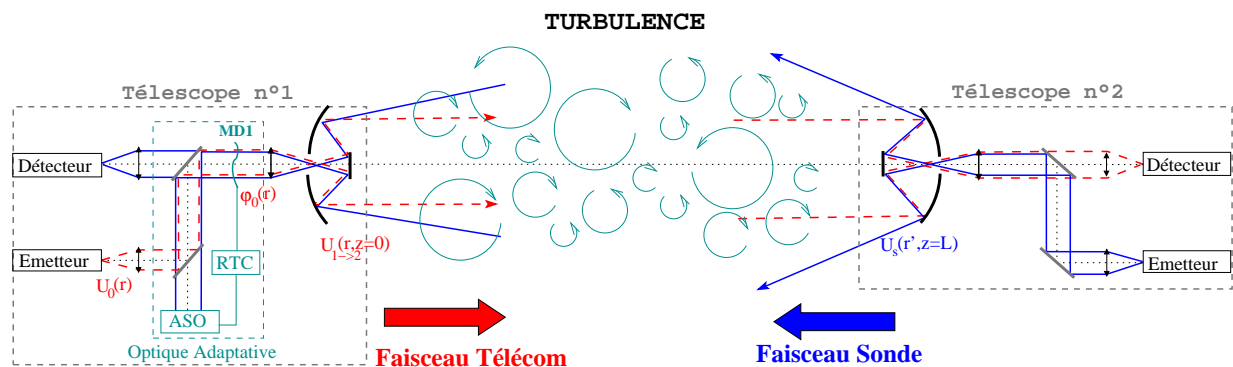


FIGURE 7.1 – Schéma de principe de la correction de phase sur faisceau sonde contra-propagatif.

le système d'optique adaptative situé au niveau du télescope 1, aussi appelé télescope d'émission, permet d'appliquer une correction de phase parfaite. Les différentes erreurs présentes (cf.

7.2.1.1) lors de la mesure du front d'onde par mesure SH sont négligées. Nous présentons, dans ce paragraphe, l'optimisation de la géométrie des faisceaux sonde et télécom afin de maximiser l'efficacité de la correction (cf. §7.1.1). L'influence du diamètre de la pupille sur les métriques  $\langle I \rangle$  et  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$  est discutée paragraphe 7.2.2.2.

## 7.1.1 Géométrie des faisceaux

### 7.1.1.1 Faisceau sonde

En théorie, dans cette configuration, le faisceau sonde est sphérique. En pratique, l'ouverture du faisceau est limitée par des considérations énergétiques. A l'inverse, son ouverture doit être suffisamment grande pour qu'une partie importante du flux arrive sur le détecteur de l'analyseur de surface d'onde en T1. En effet, le faisceau sonde n'étant pas corrigé, il va subir les effets de la turbulence et en particulier les effets du beam wander. Lorsque le beam wander est trop important, le faisceau sonde ne parviendra plus à la pupille d'émission. L'analyse de surface d'onde sera alors impossible. Pour s'affranchir au maximum de cet effet, l'utilisation d'un faisceau laser très divergent est nécessaire afin de couvrir une large zone au niveau de la pupille d'émission. Cette zone doit être suffisamment large pour que, malgré la présence de turbulence atmosphérique, le faisceau limité spatialement, arrive sur la pupille. Nous choisissons une divergence du faisceau sonde  $U_s$  telle que sa taille après propagation dans une atmosphère sans turbulence soit de  $w_{z=0}(U_s) = 2$  m de diamètre. Ceci correspond approximativement à un rayon à l'émission  $w_{z=L}(U_s) = 5$  mm.

Par ailleurs, dans la géométrie sphérique, le faisceau est infiniment petit près de T2. Cette géométrie se justifie par le fait que nous savons que la turbulence occasionnant la scintillation sur  $U_{1 \rightarrow 2}(r', z = L)$  au niveau de T2 est située au voisinage du télescope T1. Les perturbations de phase à proximité de T2 provoquent principalement des modifications de phase, mais peu de scintillation. Un faisceau  $U_s(r', z = L)$  de petite taille à l'émission ne subira que faiblement les perturbations de phase situées au voisinage de T2. Nous cherchons à approcher l'onde sphérique par un faisceau gaussien de waist de dimension limitée. La figure 7.2 présente la géométrie du faisceau sonde et du faisceau télécom ainsi que l'impact de la turbulence sur l'onde  $U_{1 \rightarrow 2}$  en fonction de sa position par rapport à la distance de propagation. Du côté du télescope d'émission, le faisceau véhiculant l'information à transmettre du télescope 1 au télescope 2, appelé par la suite faisceau télécom, doit permettre de concentrer un maximum de flux dans la pupille de réception. Il doit donc être très peu divergent et nous considérons par la suite que le waist du faisceau est dans le plan  $z = 0$ .

### 7.1.1.2 Optimisation des paramètres du faisceau télécom

Nous cherchons, dans ce paragraphe, la valeur du waist du faisceau télécom qui optimise nos deux critères  $\langle I \rangle$  et  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$  avec une correction de phase parfaite. L'optimisation est réalisée pour une pupille de  $D = 30$  cm de diamètre, une distance de propagation de  $L = 10$  km et une longueur d'onde de  $\lambda = 1.5$   $\mu\text{m}$ . La figure 7.3 présente les résultats de cette optimisation en présence de correction, la phase de correction étant l'opposée de la phase du faisceau sonde.

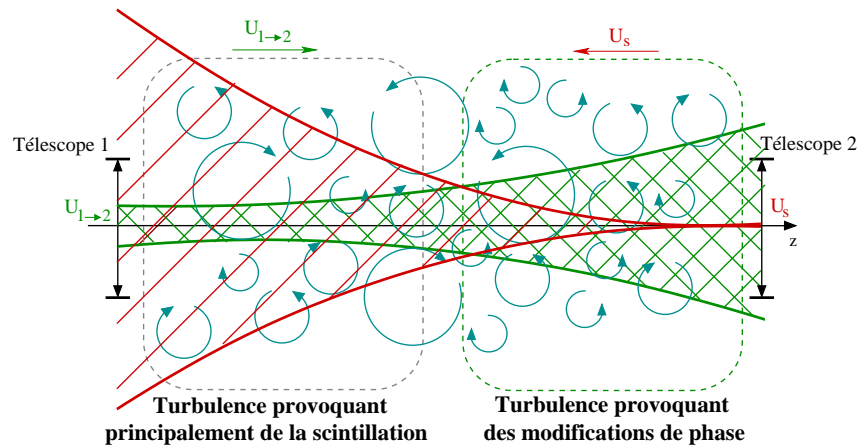


FIGURE 7.2 – Géométrie du faisceau sonde  $U_s$ , du faisceau télécom  $U_{1 \rightarrow 2}$  et l'impact de la position de la turbulence par rapport aux télescopes sur le faisceau télécom.

Il convient, pour une propagation à travers la turbulence dans le cadre des LOA, d'optimiser

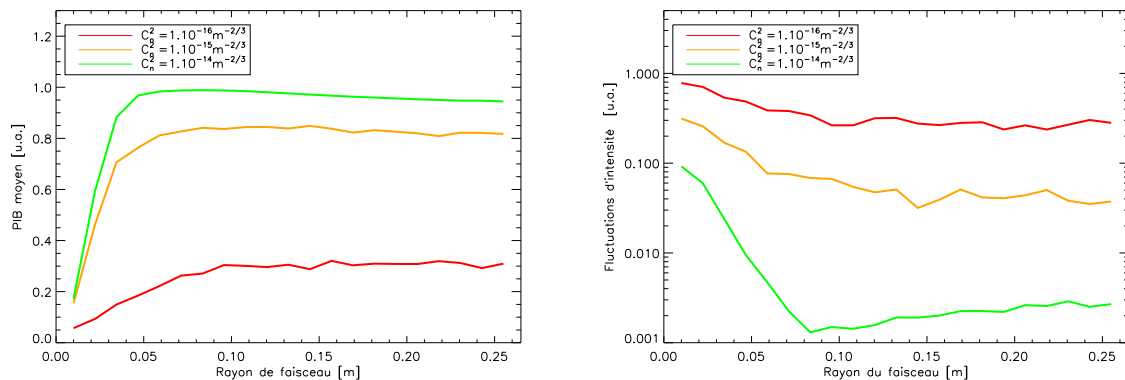


FIGURE 7.3 – Optimisation des paramètres du faisceau gaussien pour une correction de phase parfaite sur faisceau contra-propagatif. Gauche : PIB moyen, droite : fluctuations d'intensité normalisées.

conjointement l'intensité moyenne et les fluctuations d'intensité. On constate que les petites tailles de faisceau télécom induisent de très fortes pertes de flux à cause de la troncature par le télescope  $T2$ . En effet, pour les faisceaux  $w_{z=0}(U_{1 \rightarrow 2}) \lesssim 7$  cm la divergence est telle que la perte de flux est importante, même à faible turbulence. A partir d'une certaine taille de faisceau (approximativement  $w_0 = 9$  cm) cette perte est réduite quelle que soit la force de la turbulence. Pour une grande taille de faisceau, la diffraction par les bords du télescope  $T1$  reste négligeable pour les tailles de faisceau étudiées. Par la suite, nous utilisons un faisceau de  $w_0 = 10$  cm de rayon pour le faisceau télécom. Ce résultat est analogue aux résultats d'optimisation obtenus

pour la correction optimale et sous-optimale.

## 7.1.2 Influence du diamètre de la pupille

### 7.1.2.1 Efficacité de la correction : un exemple

La figure 7.4 présente un exemple de l'efficacité de la correction de phase sur faisceau sonde contra-propagatif. Elle montre, superposées l'une à l'autre, les images courte pose sans correction (partie supérieure) et avec correction parfaite de la phase (partie inférieure) pour trois forces de turbulences. A force de turbulence égale, les images avec et sans correction sont obtenues avec des réalisations de turbulences atmosphériques identiques afin de permettre une comparaison directe. Pour ces réalisations spécifiques de turbulence et pour une force de tur-

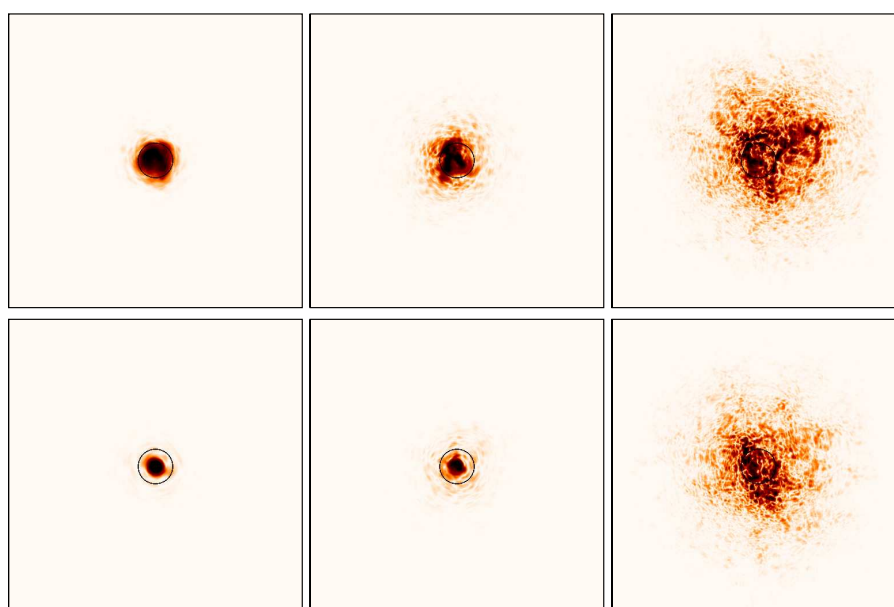


FIGURE 7.4 – Influence de la correction de phase parfaite. Haut : image courte pose sans correction, bas : image courte pose avec correction de phase. De gauche à droite :  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ ,  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ ,  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ . Distance de propagation de  $L = 10 \text{ km}$ ,  $\lambda = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$  et  $D = 30 \text{ cm}$ . L'échelle des couleurs est logarithmique pour une meilleure visualisation des contrastes.

bulence de  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ , l'intensité intégrée sur une pupille de diamètre  $D = 30 \text{ cm}$  est de  $I_{Sans\ Corr} = 0.27$  en absence de correction et de  $I_{Corr} = 0.39$  après une correction parfaite de la phase. Le cas  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ , permet de passer de  $I_{Sans\ Corr} = 0.90$  à  $I_{Corr} = 0.94$ , tandis que la plus faible des turbulences étudiée fournit une intensité après correction de  $I_{Corr} = 0.99$  avec  $I_{Sans\ Corr} = 0.95$ .

### 7.1.2.2 Influence du diamètre de la pupille

Nous présentons à la figure 7.5, l'évolution de la qualité de correction pour une correction de phase parfaite sur faisceau contra-propagatif en fonction de la force de la turbulence et de la taille de la pupille. La distance de propagation est fixée à  $L = 10$  km et la longueur d'onde à  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ . On étudie d'une part, le PIB moyen (partie de gauche de la figure) et d'autre part les fluctuations d'intensité normalisées (partie droite de la figure) pour une correction parfaite de la phase. On rappelle que le faisceau gaussien utilisé a été optimisé pour une pupille de  $D = 30$  cm.

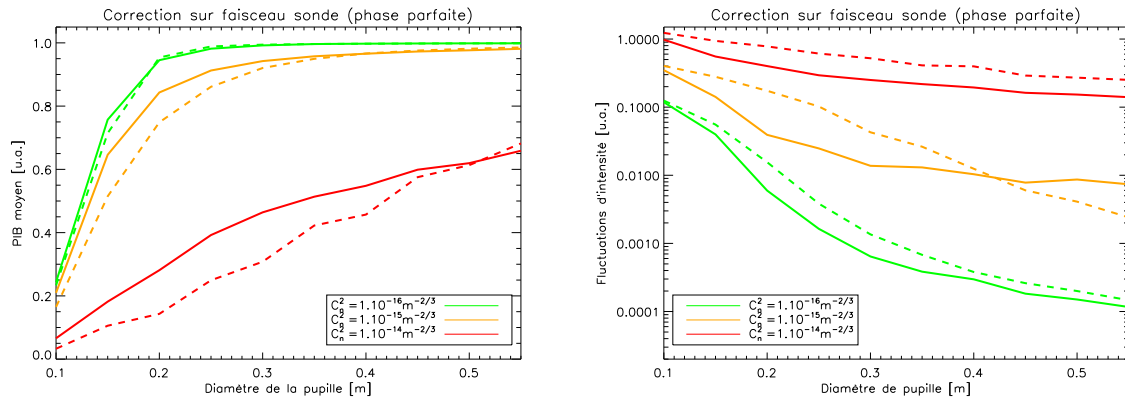


FIGURE 7.5 – Evolution de la qualité de correction pour une correction de phase sur faisceau contra-propagatif en fonction de la force de la turbulence et de la taille de la pupille. Gauche : Power in the Bucket moyen, droite : fluctuations d'intensité normalisées. Traits pleins : avec correction parfaite de la phase, tirets : sans correction.

Comme nous l'avons présenté dans le chapitre 6, lorsque le diamètre  $D$  de la pupille est trop petit, la correction est faible. En régime diffractif ( $\sigma_R^2 = 0.14$ ), la limite à partir de laquelle la correction est superflue vis-à-vis de  $\langle I \rangle$  semble se situer approximativement à  $2\sqrt{\lambda L}$ . Cette valeur a déjà été identifiée lors des correction optimale et sous-optimale. Pour le régime intermédiaire, la correction perd son intérêt au-delà de  $D \simeq 35$  cm, tandis que l'intérêt du cas  $\sigma_R^2 = 14$  est limité à  $D < 55$  cm. On rappelle que  $\frac{\lambda L}{\pi \rho_0} \simeq 50$  cm pour les fortes turbulences. Au-delà de ces limites, la correction n'apporte rien sur le PIB moyen.

Si nous fixons la limite acceptable en termes de fluctuations d'intensité, comme identifiée dans les chapitres introductifs, à  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = 0.1$ , on observe que le cas  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  ne permet pas d'atteindre cette limite pour les diamètres de pupille étudiés, même en présence de correction. Il est nécessaire de disposer d'une pupille de diamètre  $D > 55$  cm pour atteindre cet objectif. Malheureusement, à ces diamètres, la correction perd tout son intérêt vis-à-vis du PIB moyen. Pour les forces de turbulences intermédiaires ( $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ ), seul un diamètre de pupille  $10 < D < 45$  cm permet une correction suffisante. La zone la plus intéressante, c'est-à-dire où la correction permet de passer sous le seuil de  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = 0.1$  se situe, pour  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ , entre  $20 < D < 30$  cm. Au-delà de  $D = 30$  cm, la liaison est déjà excellente.

En conclusion, même en se plaçant dans le cas d'une mesure de phase parfaite, le domaine d'emploi de la mesure non itérative apparaît très limité. Il faut voir cette technique plutôt comme un moyen d'étendre le domaine de fonctionnement d'un lien télécom optique pour des régimes perturbations intermédiaires.

## 7.2 Correction sur faisceau contra-propagatif : cas Shack-Hartmann

Nous avons jusqu'à présent évalué les performances des approches considérées (itératives ou non) en supposant parfait le système de mesure de front d'onde et de correction. L'OA nécessite au minimum un miroir déformable et un analyseur de surface d'onde permettant de reconstruire la phase. Nous nous intéressons principalement, dans ce paragraphe, à l'impact de la reconstruction de front d'onde sur la correction de phase (§7.2.2). Nous décrivons, premièrement, le système de correction (§7.2.1) et plus particulièrement le choix et la géométrie de l'analyseur de surface d'onde qui sera un Shack-Hartmann. Nous donnons également les hypothèses que nous avons utilisées pour la reconstruction de front d'onde afin de réaliser les simulations numériques.

### 7.2.1 Description du système de correction

#### 7.2.1.1 Analyse des erreurs

La correction est entachée d'erreurs et ne permet pas de reconstruire parfaitement la phase vraie (ou phase parfaite). L'erreur résiduelle  $\sigma_{res}^2$  entre la phase vraie et la phase reconstruite est la somme des différentes erreurs présentes :

$$\sigma_{res}^2 = \sigma_{fit}^2 + \sigma_{alias}^2 + \sigma_{temp}^2 + \sigma_{bruit}^2 + \sigma_{scintillation}^2, \quad (7.1)$$

avec :

- $\sigma_{fit}^2$  : L'OA ne peut compenser qu'un nombre fini de fréquences spatiales. Le sous-échantillonnage spatial du front d'onde provoque une erreur de fitting ;
- $\sigma_{alias}^2$  : L'ASO-SH est sensible aux hautes fréquences spatiales, créant un erreur de repliement des hautes fréquences sur les basses fréquences mesurées (aliasing) ;
- $\sigma_{temp}^2$  : Erreur temporelle due à la bande passante finie de l'OA ; c'est-à-dire que la turbulence évolue entre le temps où l'on fait la mesure des pentes et celui où l'on applique les tensions au DM.
- $\sigma_{bruit}^2$  : La mesure de pente est affectée par le bruit (photon, électronique, détecteur, ...) ;
- $\sigma_{scintillation}^2$  : Les mesures de front d'onde sont affectées par la scintillation induisant une erreur.

Afin de simplifier l'étude et de discriminer entre les différentes erreurs impactants la qualité de correction, nous négligeons l'erreur temporelle de la boucle d'OA, c'est-à-dire que nous estimons que la bande passante est infinie :  $\sigma_{temp}^2 = 0$ . De plus, comme nous l'avons signalé dans le paragraphe précédent, nous négligeons pour l'instant le bruit de mesure :  $\sigma_{bruit}^2 = 0$ . Ainsi n'auront un impact sur la correction et ne seront pris en compte que le sous-échantillonnage spatial du front d'onde  $\sigma_{fit}^2$ , le repliement  $\sigma_{alias}^2$  et la scintillation  $\sigma_{scintillation}^2$ .

### 7.2.1.2 Choix de l'analyseur de surface d'onde

Un grand nombre d'analyseurs de surface d'onde existe. Dans le contexte des liaisons optiques atmosphériques, plusieurs ASO sont susceptibles d'être utilisés. Les analyseurs de courbure, le Shack-Hartmann ou les techniques de diversité de phase sont par exemple possibles. La diversité de phase, nécessitant des traitements lourds, est actuellement mal adaptée aux LOA. L'ASO-SH, sera privilégié dans cette étude. Cet analyseur est l'analyseur le plus utilisé dans les systèmes d'OA actuels et ses limitations sont représentatives de la plupart des ASO plan-pupille. La limitation des modes spatiaux (Zernike) reconstruits et en particulier l'influence de la scintillation sur la phase reconstruite fait l'objet des paragraphes suivants.

### 7.2.1.3 Géométrie de l'ASO

Une règle usuelle de dimensionnement en OA consiste à choisir le diamètre des sous-pupilles du SH égale à  $r_0$ , où  $r_0$  correspond au paramètre de Fried. Ceci conduit à une valeur de 2 cm (resp. 8.3 cm) pour une turbulence de  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  (resp.  $10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ ). Le choix du nombre de sous-pupilles dépend du nombre de modes à corriger (erreur de fitting et d'aliasing) et de l'erreur de scintillation. Le choix sera également fonction de l'approche (itérative ou non). On considère que la correction est limitée aux 38 premiers modes. Une justification de ce choix sera présentée au paragraphe 7.3.6. On considère l'utilisation d'un ASO-SH avec  $7 \times 7$  sous-pupilles. Il permet de reconstruire 38 modes et  $7 \times 7$  sous-pupilles est le nombre minimum imposé pour avoir  $\sigma_{fit}^2$  et  $\sigma_{alias}^2$  tolérables. La géométrie de l'ASO-SH utilisé est présentée figure 7.6. Les parties grisées représentent les sous-pupilles fortement tronquées par la pupille dont les mesures ne seront pas prises en compte.

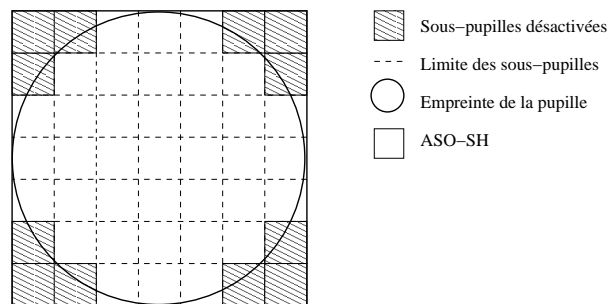


FIGURE 7.6 – Géométrie de l'analyseur de surface d'onde et empreinte de la pupille avec zone des sous-pupilles désactivées.

### 7.2.1.4 Reconstruction du front d'onde

La mesure de pente réalisée par le SH est effectuée à partir de la mesure du déplacement de la tache focale observée au foyer de chaque micro-lentille. Ces mesures sont affectées par le bruit

de détecteur et le bruit de photons. La mesure de pente locale du front d'onde est mesurée par calcul du CDG des imagettes non bruitées. L'erreur temporelle sera également négligée.

Soit  $M$  la matrice des mesures de pentes. Lorsque l'influence de la scintillation est négligeable sur la mesure du centre de gravité (CDG), l'opérateur  $M$  est linéaire. On peut alors relier le vecteur de pente  $s$  à la phase  $\varphi$  du champ dans la sous-pupille par :

$$s = M\varphi \quad (7.2)$$

Le passage des pentes à la phase s'effectue par l'inverse généralisée de  $M$ .  $M$  représente ici la matrice d'interaction des modes de Zernike sur les pentes du SH.

La reconstruction de la phase est perturbée par la scintillation (certaines des sous-pupilles actives peuvent être éteintes de manière aléatoire au cours du temps) et par les problèmes liés à la mesure du CDG en fortes perturbations. La figure 7.7 présente l'influence de la turbulence sur les imagettes SH pour différentes forces de turbulence. Certaines méthodes ont été développées [Nicolle-a-04] pour être plus robustes vis-à-vis de ces effets.

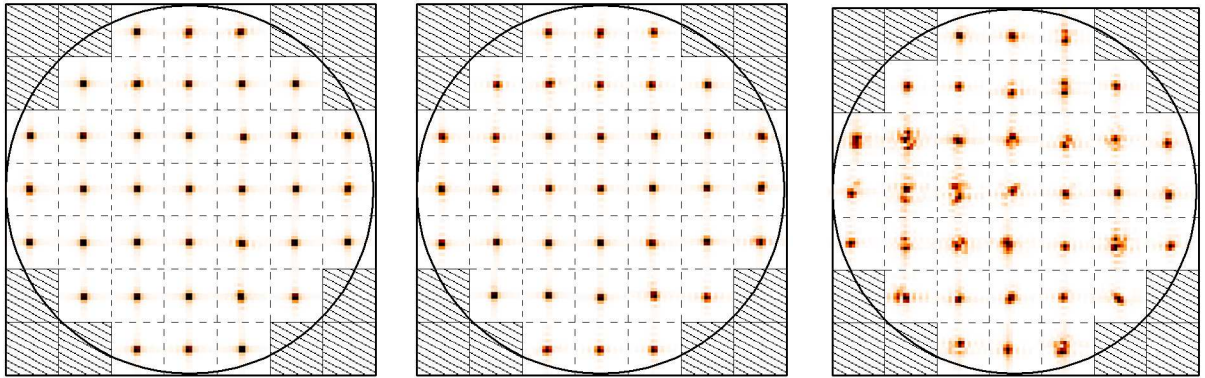


FIGURE 7.7 – Influence de la force de turbulence sur les imagettes SH non bruitées pour une occurrence de turbulence. Gauche :  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ , centre :  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  et droite :  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ . Cas d'un faisceau divergent.

## 7.2.2 Analyse de surface d'onde sur faisceau sonde contra-propagatif

Après avoir examiné le cas de la correction de phase vraie, nous considérons maintenant le même type de correction lorsque l'estimation des perturbations de phase est réalisée par l'intermédiaire d'un ASO sur un nombre fini de modes. Nous rappelons que celle-ci est réalisée par l'intermédiaire d'un analyseur SH composé de  $7 \times 7$  sous-pupilles, permettant de reconstruire les 38 premiers Zernike.

### 7.2.2.1 Optimisation des paramètres du faisceau télécom

De la même manière que nous avons recherché les paramètres du faisceau télécom optimisant  $\langle I \rangle$  et  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$  pour la correction de phase parfaite, nous avons réalisé figure 7.3 cette optimisation



dans le cas de la reconstruction de front d'onde par ASO-SH. Nous observons figure 7.8, que

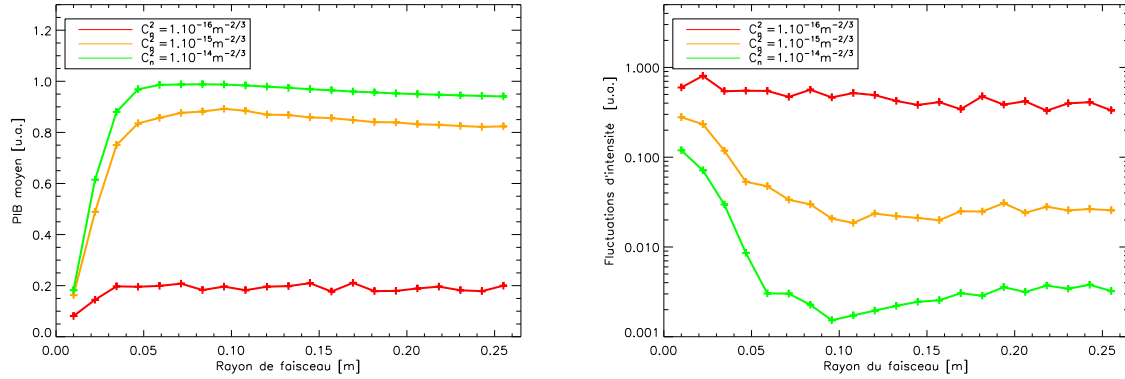


FIGURE 7.8 – Qualité de correction en fonction de la dimension du waist du faisceau gaussien pour une correction de phase sur faisceau contra-propagatif. Gauche : Power in the Bucket moyen, droite : fluctuations d'intensité normalisées.

les paramètres optimum identifiés pour une correction parfaite de phase le sont également pour une correction par ASO-SH limitée à la reconstruction des 38 premiers modes de Zernike. De la même manière que pour la correction parfaite, nous utilisons un faisceau de  $w_0 = 10$  cm de rayon pour le faisceau télécom, dont le waist est toujours dans la pupille.

### 7.2.2.2 Influence du diamètre de la pupille

Nous présentons à la figure 7.9, l'évolution de la qualité de correction pour une correction de phase sur faisceau contra-propagatif, en fonction de la force de la turbulence et du diamètre de la pupille. La distance de propagation est fixée à  $L = 10$  km et la longueur d'onde à  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ . On étudie d'une part le PIB moyen (partie de droite sur la figure) et d'autre part les fluctuations d'intensité normalisées (partie de gauche).

La figure 7.10 présente le gain en termes de PIB moyen et de fluctuations d'intensité, apporté par la correction sur faisceau sonde, pour un nombre fini de modes de Zernike. Dans le cas  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$  pour les deux types de correction (phase parfaite et par ASO), on constate, comme attendu, qu'en termes de PIB moyen, le gain apporté par l'OA est quasi inexistant ( $G_{Fluct} \simeq 1$ ). Dans les cas  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$  et  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ , le gain apporté par l'OA avec SH est notablement moindre que dans le cas de la mesure parfaite de la phase. Néanmoins, les conclusions tirées dans le cas d'une mesure et correction parfaite de la phase restent valides. A  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ , l'apport de l'OA est insuffisant pour atteindre les performances requises pour un système FSO avec un taux d'erreur de  $10^{-12}$ . A  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ , l'OA apporte un léger gain qui doit permettre d'augmenter le domaine d'emploi d'un FSO autour de ces conditions.

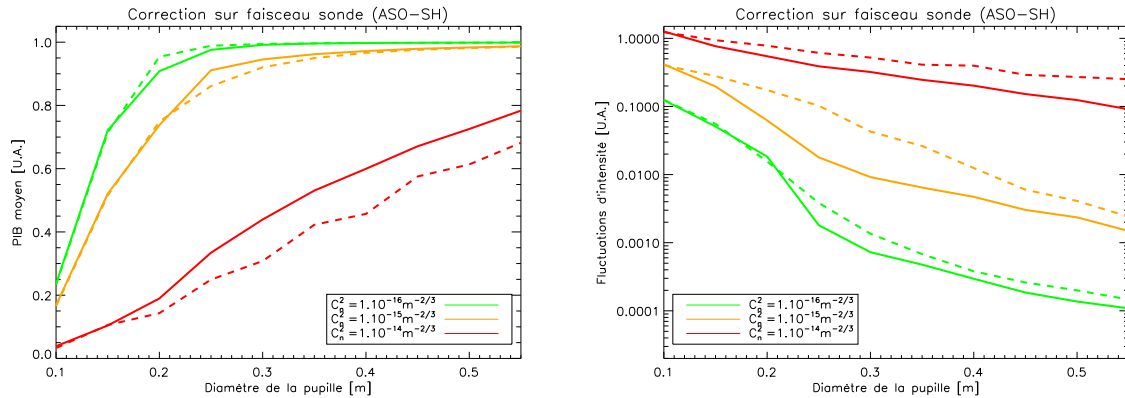


FIGURE 7.9 – Evolution de la qualité de la correction de phase sur faisceau contra-propagatif en fonction de la force de la turbulence et de la taille de la pupille. Gauche : Power in the Bucket moyen, droite : fluctuations d'intensité normalisées. Correction des 38 premiers modes de Zernike. Traits pleins : avec correction de phase, tirets : sans correction.  $w_0 = 10$  cm.

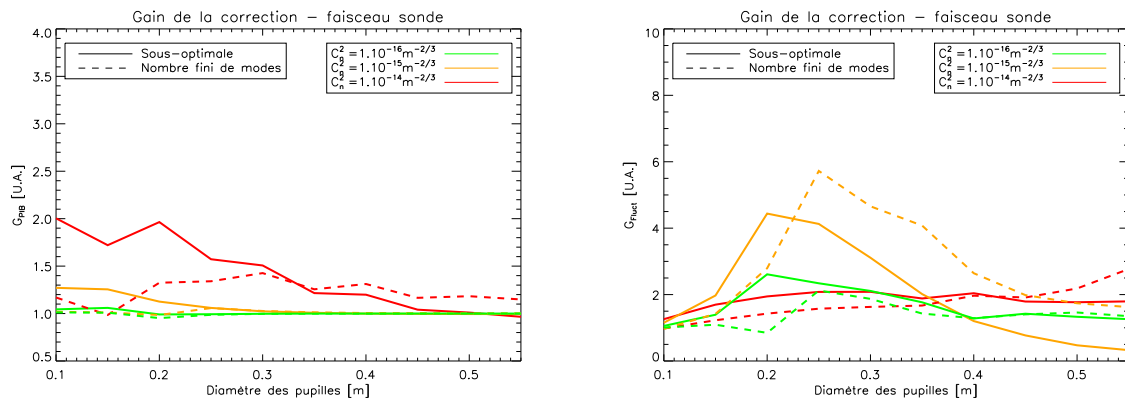


FIGURE 7.10 – Gain apporté par la correction de phase sur faisceau contra-propagatif en fonction de la force de la turbulence et de la taille de la pupille. La distance de propagation est de  $L = 10$  km et  $\lambda = 1.5$   $\mu\text{m}$ . Gauche : Power in the Bucket moyen, droite : fluctuations d'intensité normalisées. Traits pleins : correction d'une infinité de modes de Zernike, tirets : correction des 38 premiers modes de Zernike.

### 7.2.2.3 Conclusion

L'impact de l'analyseur de front d'onde sur les performances de la correction est faible. Cette conclusion a deux explications :

- les performances de l'OA dans le cas d'une correction parfaite non itérative ne sont pas élevées ;

- l'influence du bruit de mesure n'a pas été pris en compte.

Nous allons maintenant étudier l'impact de la mesure de front d'onde en présence de bruit. Dans un second temps, nous étudions la mesure de front d'onde dans le cas itératif.

## 7.3 Correction sur faisceau contra-propagatif : analyse multi-sondes

Dans la correction non itérative sur faisceau sonde contra-propagatif, nous n'avons pas pris en compte les effets du bruit de détection sur la mesure de front d'onde. En pratique, la scintillation réduit considérablement le signal dans certaines sous-pupilles où le bruit de détection devient alors intolérable.

### 7.3.1 Principe de la correction

Afin de circonvenir les problèmes liés à l'ASO-SH, nous proposons de prendre avantage de la décorrélation angulaire de la scintillation, aussi appelée anisoplanétisme de scintillation, en plaçant plusieurs faisceaux sondes [Kim-p-97, Polynkin-a-07, Schmidt-p-09] distribués dans le champ de vue. L'idée consiste à moyenniser les effets de scintillation dans le champ de vue (FoV) d'une sous-pupille. Le schéma de principe de la correction de phase sur faisceaux multi-sondes contra-propagatifs est présenté figure 7.11. Les sondes sont représentées en bleu sur le

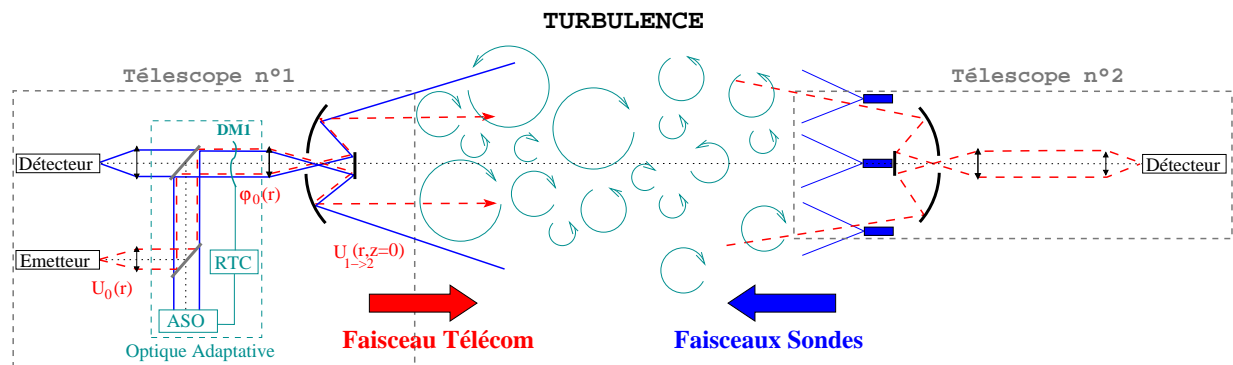


FIGURE 7.11 – Schéma de principe de la correction de phase sur faisceaux multi-sondes contra-propagatifs.

schéma. Nous avons vu que la scintillation, est principalement provoquée par les perturbations de phase proches de la source : l'objectif de la mesure de front d'onde est bien de mesurer les perturbations proches de  $T1$ , qui sont vues de manière quasi identique par les faisceaux sonde. Cette configuration correspond à la ground layer adaptive optics (GLAO) utilisée en astronomie. Afin d'optimiser la densité des faisceaux dans le plan de la pupille de réception, on utilise un faisceau sur l'axe optique de la pupille, ainsi que six autres faisceaux répartis sur un cercle ayant pour centre l'axe optique, de la manière décrite sur la figure 7.12. Nous utilisons ainsi 7

faisceaux sondes contra-propagatifs dans le plan de la pupille du télescope 2. La distance entre l'axe optique et la position des faisceaux sondes extérieurs est notée  $R_c$ .

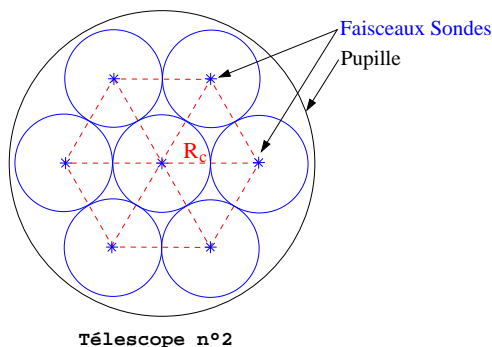


FIGURE 7.12 – Répartition des faisceaux sondes.

### 7.3.2 Distance optimale de séparation des faisceaux sondes

Les statistiques spatiales des effets de la turbulence vont déterminer la distance optimale séparant les faisceaux sondes afin d'obtenir le meilleur moyennage. Plus on éloigne les émetteurs, plus les effets de la turbulence deviennent décorrélés et plus la scintillation est réduite. Malheureusement, au fur et à mesure que l'on écarte les sources, non seulement les effets de scintillation des différents faisceaux deviennent décorrélés, mais les effets de phase le deviennent également. Il faut donc faire un compromis entre l'anisoplanétisme de phase et l'anisoplanétisme de scintillation, c'est-à-dire entre la décorrélation angulaire des effets de phase et la décorrélation angulaire des effets de scintillation. Chaque faisceau sonde traverse une turbulence atmosphérique légèrement différente (cf. figure 7.13). L'ASO-SH ne sera sensible qu'à une partie des perturbations de phase le long du trajet optique et ne pourra donc pas toutes les corriger. Cette zone est délimitée par la zone de turbulence traversée par toutes les sondes contra-propagatives (en vert sur la figure). Les effets de phase dans les parties non recouvrantes (en jaune sur la figure) vont se moyennner et ne seront donc pas mesurés. Avant la saturation nous avons l'inégalité suivante :  $r_0$  (ondes sphérique)  $> \alpha\sqrt{\lambda L}$  (typiquement  $\alpha \simeq 3$ ), avec :

- $r_0$  : la taille caractéristique de la décorrélation angulaire pour la phase,
- $\sqrt{\lambda L}$  : la taille caractéristique de la décorrélation angulaire pour l'intensité.

Après la saturation,  $r_0$  devient la taille caractéristique de la décorrélation angulaire de la phase et de l'amplitude. Comme on s'intéresse au cas non saturé ( $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ ), on a intérêt à écartier les sources d'une valeur proche de  $r_0$ . La simulation numérique est nécessaire pour évaluer le gain.

### 7.3.3 Rapport signal-à-bruit

Lorsque que nous effectuons une mesure de CDG au plan focal des micro-lentilles de l'ASO-SH, celle-ci est entachée de bruit. Nous n'avons pas jusqu'à présent pris en compte ces effets, que

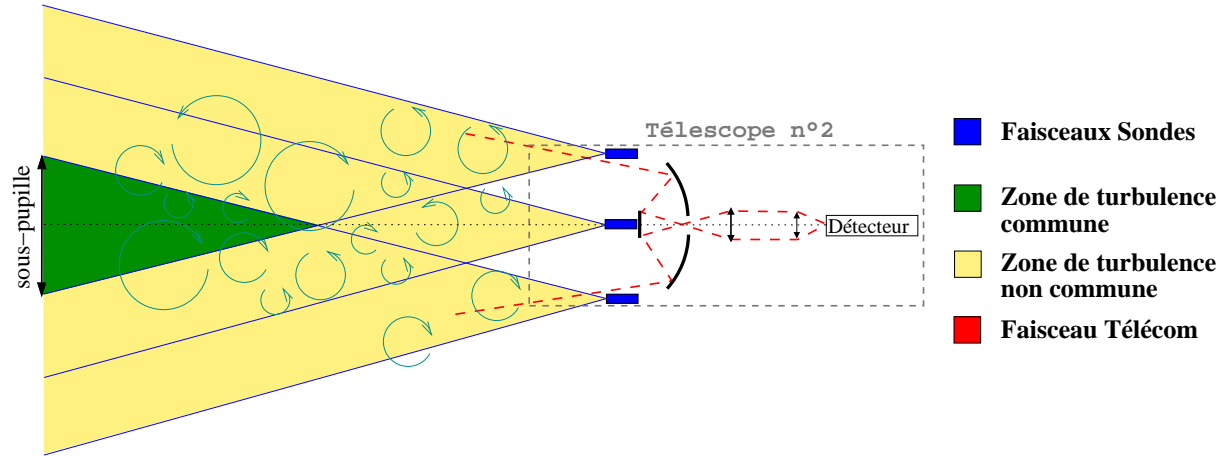


FIGURE 7.13 – Volume de turbulence commun à chaque faisceau sonde.

nous étudierons dans ce paragraphe. On définit ici le rapport signal-à-bruit pixel (SNR) comme étant :

$$SNR = \frac{I_{max}}{\sqrt{\sigma_{ph}^2 + \sigma_d^2}}, \quad (7.3)$$

où  $I_{max}$  est la valeur maximale du signal par pixel dans la sous-pupille en l'absence de turbulence,  $\sigma_{ph}^2$  est la variance du bruit de photons et  $\sigma_d^2$  est la variance du bruit du détecteur. Afin d'améliorer la mesure du CDG en présence de bruit et de scintillation, nous utilisons l'approche proposée par Nicolle [Nicolle-a-04], consistant en une estimation itérative du CDG pondéré.

### 7.3.4 Performances en fonction de l'écartement des faisceaux sondes

Afin de quantifier l'écartement optimal entre les sources, nous avons réalisé des simulations numériques grâce au code PILOT. Le diamètre des pupilles est fixé à  $D = 25$  cm. La figure 7.14 illustre des répartitions d'intensité typiques dans le plan de la pupille de réception pour des cas sans correction (à gauche sur la figure), avec correction non itérative parfaite de la phase vraie (partie centrale) et correction par SH (à droite). Nous avons utilisé pour ces illustrations un écartement entre les sources de  $R_c = 9$  cm et un rapport signal-à-bruit de  $SNR = 50$  pour  $C_n^2 = 10^{-14} m^{-2/3}$ . Elle permet de mettre en lumière l'efficacité de la correction parfaite de la phase sur la concentration du flux, et la dégradation apportée par la mesure SH. La turbulence est identique dans les trois cas.

L'efficacité de la correction par SH en fonction du rayon  $R_c$  entre les sources lasers est présentée figure 7.15 pour différents rapports signal-à-bruit et forces de turbulences. La propagation sans correction est notée 'No correction' et la correction parfaite non itérative de la phase est notée 'Phase only' sur la figure. Ces deux courbes fixent les bornes minimale et maximale de la correction de phase. A fort rapport signal-à-bruit (en vert sur la figure), la distance  $R_c$  n'a pas beaucoup d'influence, sur les métriques, à faible et à moyenne turbulence. A l'inverse, lorsque la

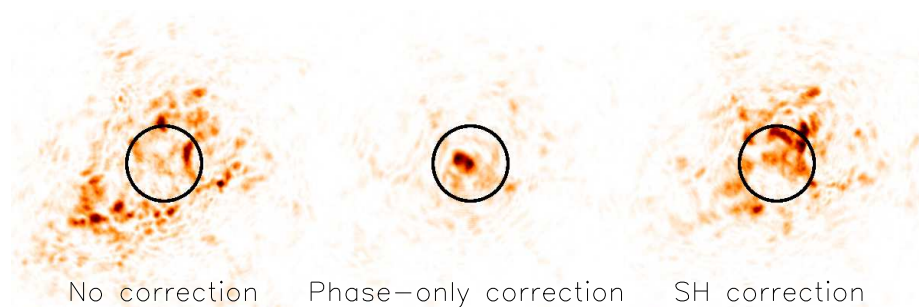


FIGURE 7.14 – Influence des faisceaux multi-sondes sur la qualité de correction. Gauche : sans correction, centre : correction avec phase parfaite, droite : correction SH avec  $R_c = 9$  cm,  $SNR = 50$  et  $C_n^2 = 1.10^{-14}$ .

turbulence est forte, il apparaît un écartement entre les sources qui optimise à la fois  $\langle I \rangle$  et  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$ . Les courbes permettent de fixer l'écartement optimum autour de  $4 < R_c < 9$  cm. La correction par ASO-SH permet une correction d'aussi bonne qualité (voir très légèrement supérieure dans le cas de turbulence intermédiaire) que la correction parfaite de la phase. Ceci n'est possible que si le SNR est supérieur à 25 pour  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ , et supérieur à 50 pour  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ . Lorsque l'on diminue le SNR, la qualité de la liaison va naturellement décroître. Toutefois, alors qu'il n'existait pas d'écartement optimum pour les faibles perturbations, il apparaît que  $R_c$  influence les métriques. Pour un  $SNR = 10$ , en bleu sur la figure, cet optimum se situe approximativement entre  $7 < R_c < 9$  cm de rayon. Ainsi, l'augmentation du nombre de sources ainsi que l'utilisation d'un écartement optimum ( $7 < R_c < 9$  cm) permet l'amélioration de la qualité de correction.

### 7.3.5 Densité de probabilité

En modifiant l'écartement des sources, nous modifions l'intensité moyenne et les fluctuations d'intensité. L'écartement des sources aura donc parallèlement un impact sur l'histogramme de l'intensité reçue au niveau de chaque sous-pupille. La figure 7.16 présente les histogrammes de l'intensité pour trois cas de turbulences et différents cas d'écartement des sources. Nous investiguons 5 cas d'écartements différents : 3 cm, 6 cm, 10 cm, 14 cm et 17 cm. Le gain est clairement visible lorsque que l'on passe d'un écartement de  $R_c = 3$  cm à un écartement de  $R_c = 6$  cm.

### 7.3.6 Influence du nombre de modes corrigés

Dans ce paragraphe nous étudions l'influence du nombre de modes corrigés sur les deux métriques. L'atténuation de l'influence de la scintillation sur la mesure de front d'onde est réalisée grâce à la diversité spatiale des faisceaux multi-sondes. La modélisation des mesures SH prend en compte les erreurs dues à la scintillation et au repliement. Les autres erreurs sont négligées.

On trace figure 7.17, les deux métriques pour des corrections reconstruisant respectivement 2 (tip-tilt), 3 (tip-tilt et défocus), 20, 35 et 54 modes de Zernike. On suppose que dans ce cas

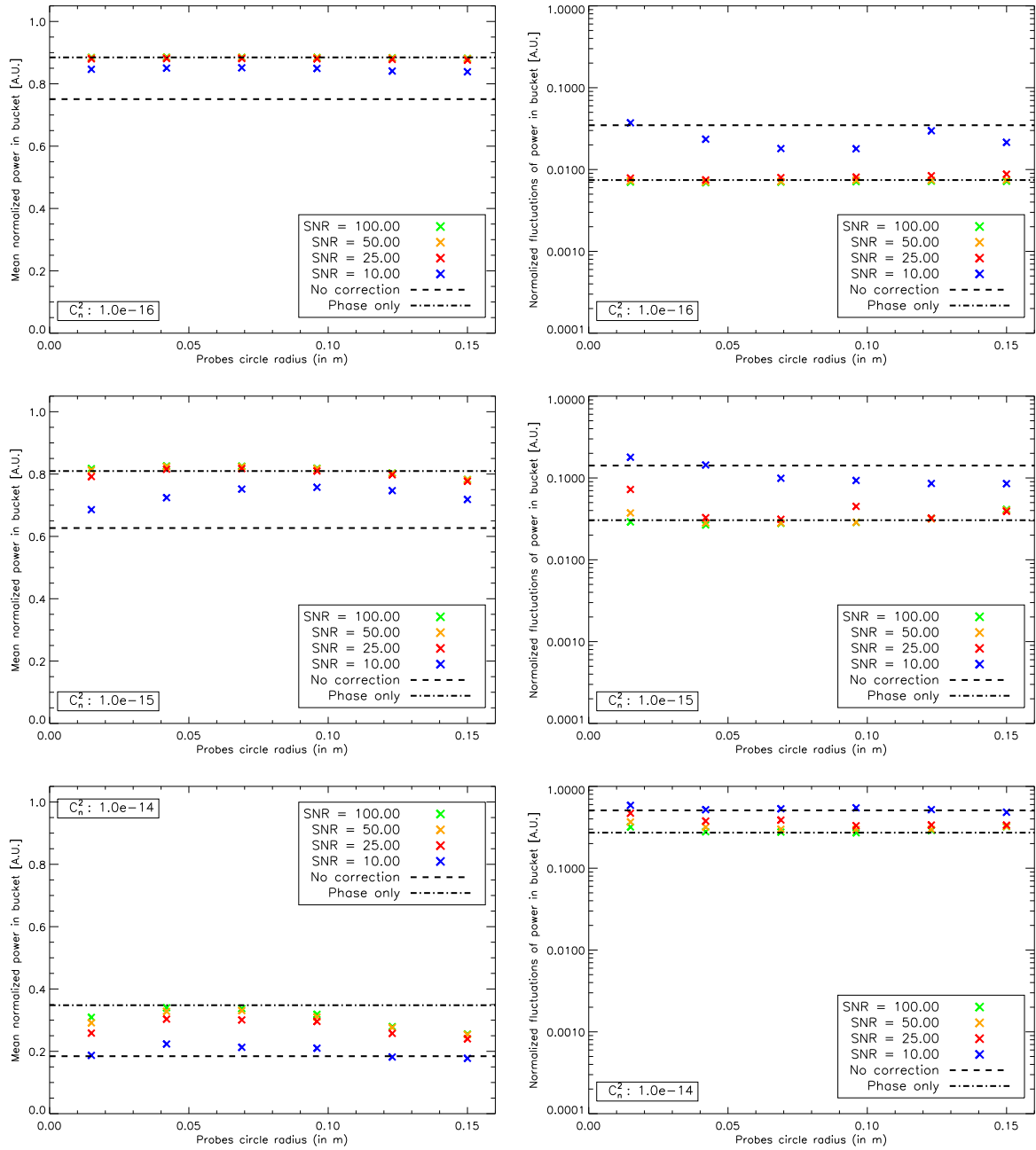


FIGURE 7.15 – Efficacité de la correction en fonction du rayon  $R_c$  du cercle des faisceaux sondes (en mètre) pour différents cas de  $SNR$  et de forces de turbulences. Gauche : PIB moyen  $\langle I \rangle$ , droite : fluctuations d'intensité  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$ .

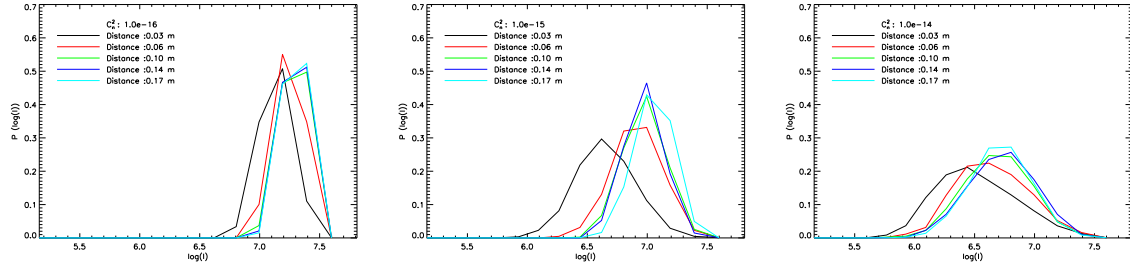


FIGURE 7.16 – Histogramme du flux collecté en fonction de l'écartement des sources et de la force de la turbulence. De gauche à droite :  $C_n^2 = 1.10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ ,  $C_n^2 = 1.10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$  et  $C_n^2 = 1.10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ . L'échelle des abscisses est donnée en logarithme de  $I$  en unité arbitraire.

le nombre de sous-pupilles est constant et vaut  $8 \times 8$ . Pour avoir une idée de la performance de correction par OA, les résultats de simulation sans aucune correction (croix) et avec une correction parfaite de la phase (carrés) sont également tracés. Il apparaît qu'avec un nombre suffisant de modes corrigés (supérieur à 20), l'OA permet d'atteindre des performances similaires à une correction de phase parfaite.

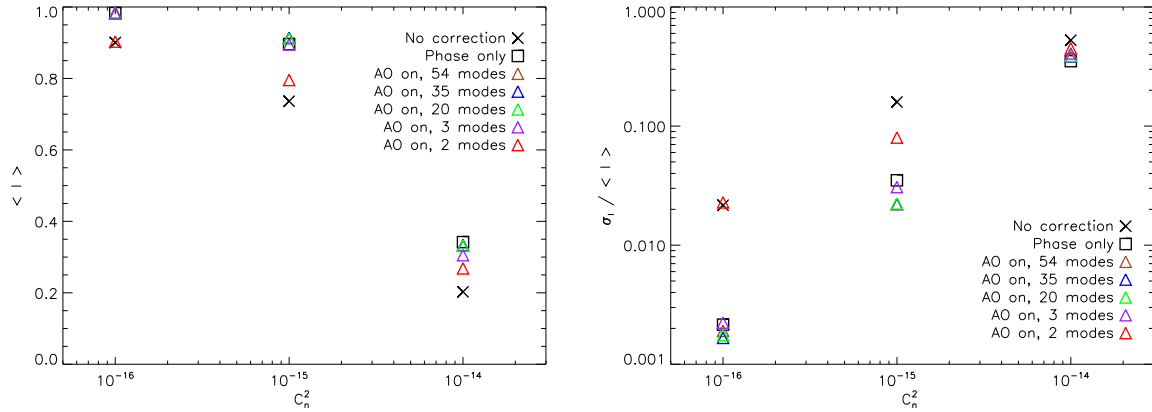


FIGURE 7.17 – Influence du nombre de modes de Zernike corrigés. La distance de propagation est de  $L = 10 \text{ km}$ ,  $\lambda = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$  et  $D = 25 \text{ cm}$ . Gauche : Power in the Bucket (PIB) moyen, droite : fluctuations d'intensité normalisées.

Pour quantifier l'amélioration du PIB par l'OA et le confronter au cas de correction parfaite (source sur axe), nous définissons le gain relatif du PIB moyen  $G_{av}$  et des fluctuations d'intensité  $G_{stdev}$  comme :

$$G_{av} = \frac{\langle I \rangle - \langle I \rangle_{\text{Sans Corr}}}{\langle I \rangle_{\varphi_{\text{parfaite}}} - \langle I \rangle_{\text{Sans Corr}}} \quad (7.4)$$

$$G_{stdev} = \frac{\sigma_I / \langle I \rangle - \sigma_{I_{\text{Sans Corr}}} / \langle I \rangle_{\text{Sans Corr}}}{\sigma_{I_{\varphi_{\text{parfaite}}} / \langle I \rangle_{\varphi_{\text{parfaite}}} - \sigma_{I_{\text{Sans Corr}}} / \langle I \rangle_{\text{Sans Corr}}}, \quad (7.5)$$



où l'indice *Sans Corr* indique la valeur sans correction et  $\varphi_{\text{parfaite}}$  une correction par phase parfaite. Les résultats sont présentés figure 7.18. Cette figure démontre que pour la plupart des cas, une correction de 35 modes est suffisante. On observe également pour un  $C_n^2$  intermédiaire que le gain relatif est supérieur à 1, phénomène déjà observé à de nombreuses reprises lors de ce paragraphe et du paragraphe 7.2.2.2. Ainsi, la mesure moyenne sur plusieurs points, même dégradée avec un analyseur, permet d'atteindre une performance supérieure à ce qu'on obtient avec un point source sur axe. Si on augmente le nombre de modes à 54, on obtient des résultats très similaires à 35 modes corrigés. C'est la raison pour laquelle nous avons limité nos études précédentes (cf. paragraphe 7.2) à la reconstruction de 38 modes de Zernike.

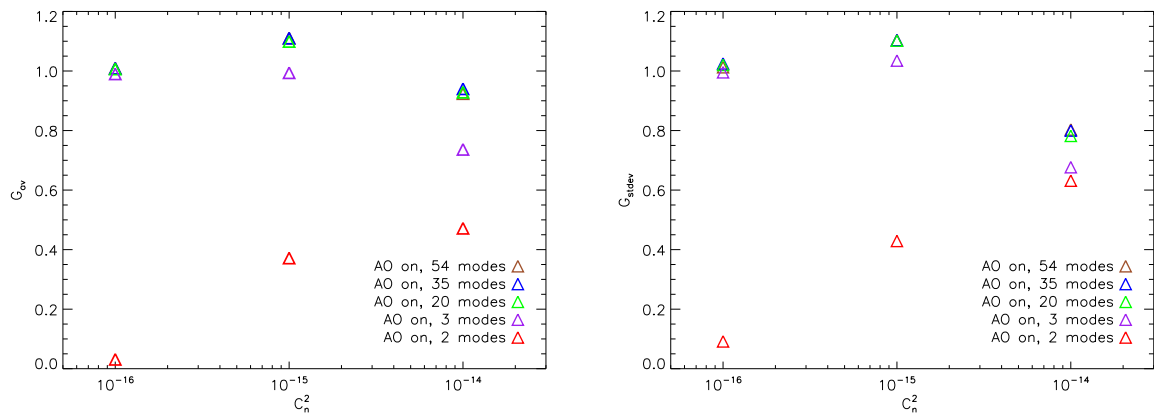


FIGURE 7.18 – Gain relatif de la correction par OA en fonction du nombre de modes de Zernike corrigés. La distance de propagation est de  $L = 10$  km,  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et  $D = 25$  cm. Gauche : Power in the Bucket (PIB) moyen, droite : fluctuations d'intensité normalisées.

### 7.3.7 Stabilité de la correction aux variations temporelles

Dans une implantation réelle, le vent perpendiculaire à l'axe de propagation du faisceau, noté  $V_{\perp}$  et appelé vent transverse, provoque une évolution temporelle de la phase. Dans les cas précédents, nous avons considéré que la turbulence était statique, ou de manière équivalente que la fréquence d'échantillonnage ( $f_e$ ) du système d'optique adaptative était infinie. Le vent transverse, ou identiquement la fréquence d'échantillonnage, est un paramètre essentiel à prendre en compte vis-à-vis de la qualité de correction lors du dimensionnement d'un système d'OA au même titre que les caractéristiques statistiques de la turbulence ( $C_n^2$ ,  $r_0$ , ...). Ce paragraphe démontre l'importance de  $f_e$  dans une boucle d'OA.

Soit le temps  $t = t_0$  où l'on effectue une mesure des perturbations de phase du champ électromagnétique et  $t = t_1$  le temps où on applique la correction de phase. Les perturbations de phase à l'origine des perturbations du champ à l'instant  $t = t_0$  peuvent être totalement décorréliées des perturbations à l'instant  $t = t_1$ , lorsque l'on applique la correction. La figure 7.19 représente l'empreinte de la pupille lorsque les perturbations de phase évoluent sous l'influence du vent

transverse. Dans le cas le plus défavorable ( $t = t'_1$ ), les perturbations de phase sont très décorré-  
lées de celles des mesures au temps  $t_0$ . L'application de la correction ajoute des perturbations de  
phase supplémentaires, ce qui diminue la qualité de la liaison.

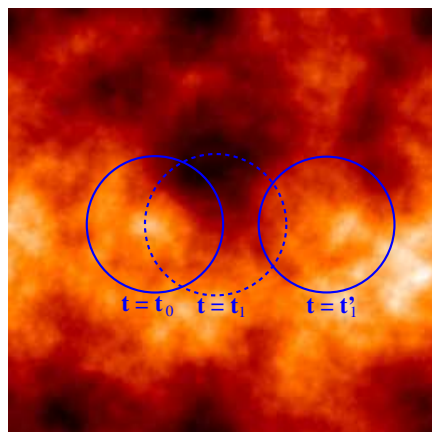


FIGURE 7.19 – Empreinte de la pupille sur un écran de phase lorsque le vent transverse modifie  
la répartition des perturbations de phase le long du trajet de propagation entre le temps  $t_0$  de la  
mesure des perturbations et le temps  $t_1$  d'application de la correction.

Afin d'étudier l'influence de l'erreur temporelle ( $\sigma_{temp}^2$ ) sur le PIB moyen et sur les fluc-  
tuations d'intensité nous présentons, figure 7.20, l'évolution de ces métriques en fonction de la  
fréquence d'échantillonnage du système de correction par OA. Pour comparaison, les résultats  
de simulations obtenus sans aucune erreur temporelle sont également tracés (cas 'SH no error').  
Nous avons considéré un vent transverse de  $V_{\perp} = 10 \text{ m.s}^{-1}$  et une pupille de  $D = 25 \text{ cm}$ . Lorsque  
l'on corrige les 35 premiers modes de Zernike, l'erreur temporelle est négligeable à partir d'une  
fréquence d'échantillonnage de 4 kHz pour  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ . Cette étude montre l'importance  
de la fréquence d'échantillonnage du système d'OA sur la qualité de correction. C'est la raison  
pour laquelle les corrections par reconstruction de front d'onde sont généralement favorisées par  
rapport aux corrections itératives, dont les contraintes en termes de fréquence d'échantillonnage  
sont encore plus importantes.

## 7.4 Correction itérative de phase

Nous présentons dans ce paragraphe, les résultats relatifs à la correction de phase itérative  
par reconstruction de front d'onde. Cette correction est identique à la correction sous-optimale,  
à la différence que la phase de correction n'est pas la phase vraie mais la phase reconstruite.  
Nous abordons l'influence de la taille de la pupille ainsi que l'influence de la bande passante de  
l'optique adaptative. Le bruit de mesure est négligé.

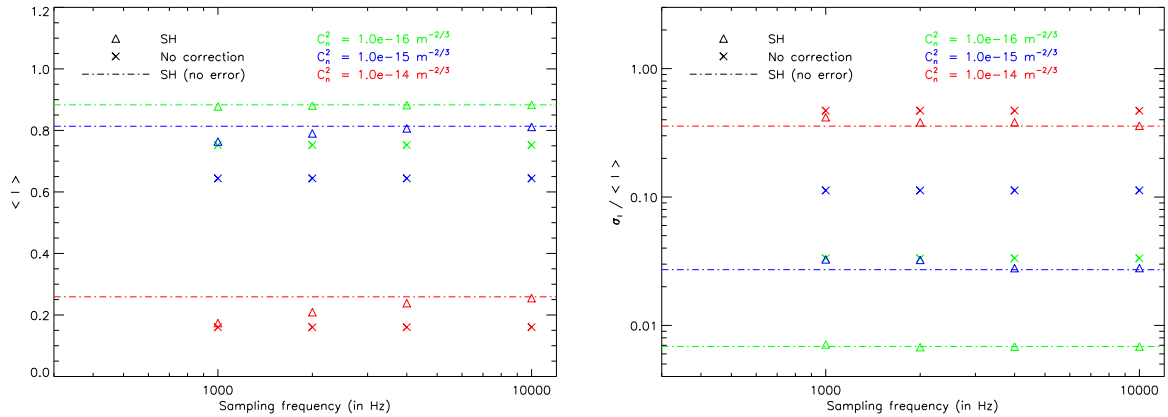


FIGURE 7.20 – Influence de l’erreur temporelle sur le PIB moyen (gauche) et les fluctuations d’intensité (droite). La distance de propagation est de  $L = 10 \text{ km}$ ,  $\lambda = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $D = 25 \text{ cm}$  et un vent de  $V_{\perp} = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Haut : correction du tip-tilt uniquement, bas : correction des 35 premiers modes de Zernike.

#### 7.4.0.1 Influence de la taille de la pupille

On suppose la mesure effectuée avec un SH ayant  $7 \times 7$  sous-pupilles et une reconstruction sur 38 modes, sans retard temporel ni erreur spatiale. Nous choisissons l’ASO-SH identique à celui de la correction sur faisceau sonde contra-propagatif, pour pouvoir réaliser une comparaison à complexité égale. Une optimisation du nombre de modes reconstruit vis-à-vis de  $\langle I \rangle$  et  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$  doit être menée de manière indépendante pour la correction sous-optimale. Les performances en fonction du diamètre de la pupille sont présentées sur la figure 7.21. Les résultats obtenus sont assez proches de ceux présentés dans le cas de la correction sous-optimale dans le cas des faibles perturbations. La dégradation apportée par l’ASO-SH et la limitation du nombre de modes corrigés restent faibles.

Seuls les régimes intermédiaires de turbulence montrent un intérêt vis-à-vis de la correction itérative de phase. En termes de gain de fluctuations  $G_{Fluct}$ , elle présente jusqu’à un facteur 5 pour une pupille d’environ 25 cm. Ceci est d’autant plus intéressant qu’il permet de passer sous des fluctuations de  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = 0.1$  après correction. En comparant ces résultats à la figure 6.23, on observe que la gain est identique pour ce niveau de turbulence avec celui obtenu avec une correction de phase parfaite. Ceci indique que les pertes de qualité de correction introduites par l’ASO-SH sont négligeables dans ce cas de force de perturbations. Il semble donc possible de négliger, pour des régimes intermédiaires de turbulence, l’effet de la scintillation et du sous-échantillonnage de la phase. Ce type de correction prend tout son intérêt pour ces forces de turbulence.

Dans le cas  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  en revanche, la correction apportée ne permet plus d’envisager l’utilisation d’une OA de ce type pour les FSO.

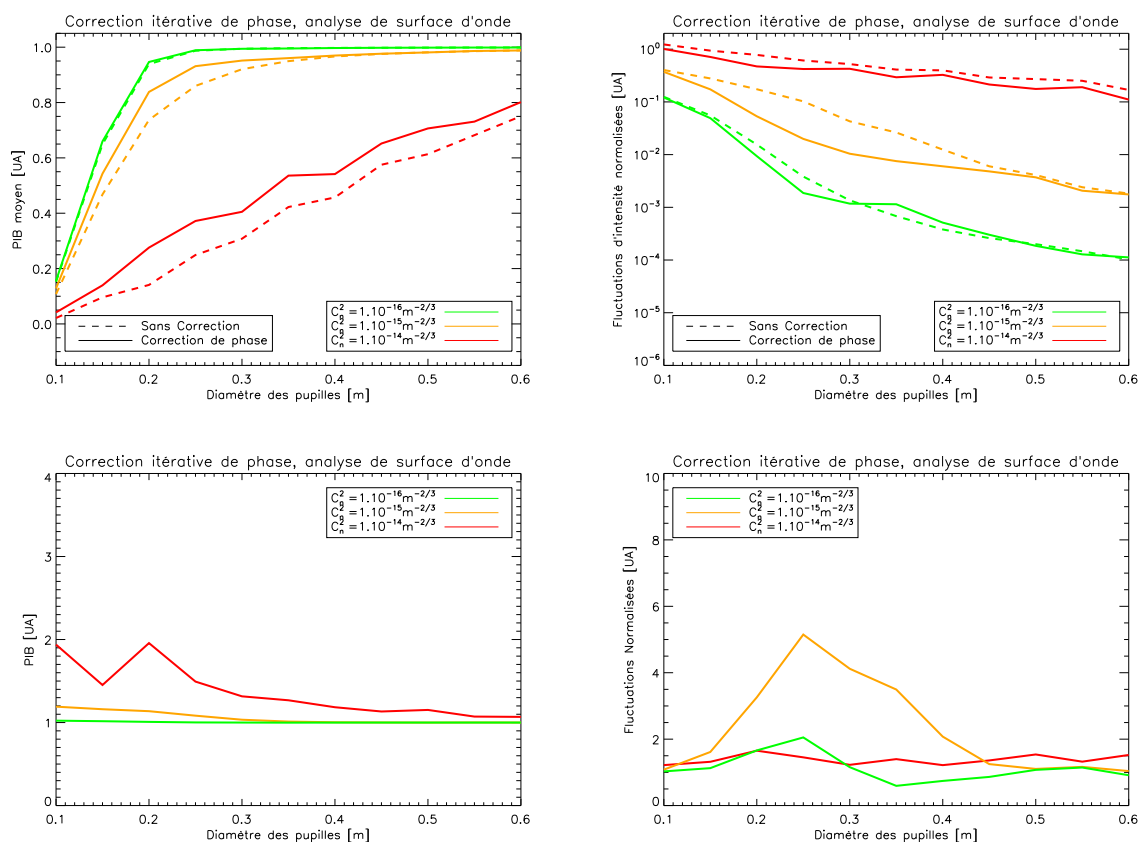


FIGURE 7.21 – Efficacité (haut) et gain (bas) de la correction de phase itérative en fonction du diamètre des télescopes pour différentes forces de turbulence. La distance de propagation est de 10 km,  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ . Les statistiques ont été calculées sur 300 propagations. Traits pleins : correction sur 38 Zernike, pointillées : pas de correction. Gauche : PIB, droite : fluctuations d'intensité normalisées.

#### 7.4.0.2 Densité de probabilité

La figure 7.22 présente les PDF pour différents diamètres de pupille. Celles-ci sont à comparer à la figure 6.24 pour une correction parfaite de phase. On constate une dégradation de la qualité de la correction importante pour les fortes turbulences ce qui conforte les résultats précédents obtenus sur le PIB moyen et les fluctuations d'intensité. La PDF des faibles turbulences (resp. intermédiaires) reste quasiment inchangée.

#### 7.4.0.3 Influence de la fréquence d'échantillonnage de la boucle d'optique adaptative

Nous rappelons ici que la modélisation de  $V_{\perp}$  est réalisée par translation des écrans de phase. Trois amplitudes de translations d'écrans de phase par pas de temps sont étudiées :  $d_1 = 0.78 \text{ cm}$ ,  $d_2 = 1.56 \text{ cm}$  et  $d_3 = 3.91 \text{ cm}$ . Chaque déplacement est réalisé après une itération complète entre

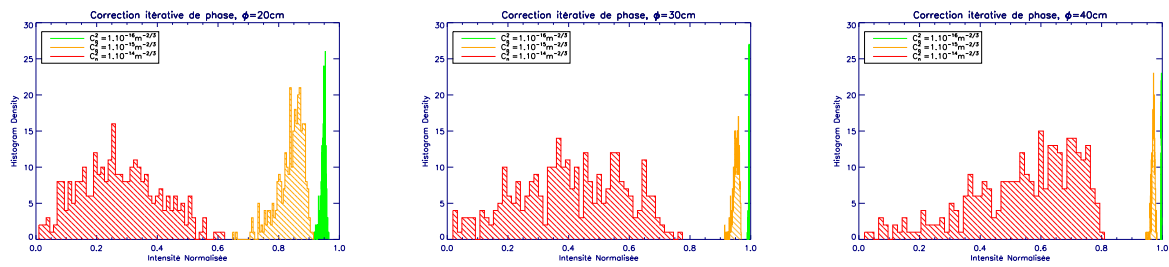


FIGURE 7.22 – Evolution de la fonction densité de probabilité en fonction de la taille de la pupille pour différentes forces de la turbulence. Correction itérative de phase par reconstruction de la phase par ASO-SH. Le diamètre de la pupille est de gauche à droite respectivement de 20 cm, 30 cm et 40 cm. La distance de propagation est de 10 km et la longueur d’onde de  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ .

le télescope  $T1$  et le télescope  $T2$ . Nous avons considéré un vent constant le long du trajet de propagation, c’est-à-dire que tous les écrans de phase sont translatés de la même quantité. Nous pouvons, pour quantifier le problème, ramener les déplacements mentionnés ici à des vitesses de vent ou respectivement à des fréquences d’échantillonnage de la boucle d’OA. Par exemple, en prenant une  $f_e = 100 \text{ Hz}$ , nous avons pour le premier cas un vent perpendiculaire de  $V_{\perp} = 0.78 \text{ m.s}^{-1}$ . Réciproquement, en choisissant une vitesse de vent de  $V_{\perp} = 5 \text{ m.s}^{-1}$ , on obtient une bande passante  $f_e = 640 \text{ Hz}$ . La figure 7.23 donne la vitesse du vent transverse en fonction de la fréquence d’échantillonnage de la boucle d’optique adaptative pour différentes valeurs de déplacements.

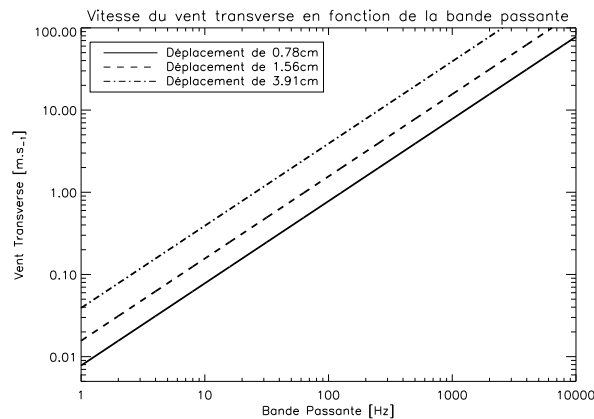


FIGURE 7.23 – Vitesse du vent transverse en fonction de la fréquence d’échantillonnage de la boucle d’optique adaptative pour différentes valeurs de déplacements.

Afin de dissocier les effets temporels et spatiaux, l’étude présentée est réalisée avec une correction sous-optimale (phase parfaite). La figure 7.24 présente l’évolution de la correction sous-optimale (c’est-à-dire avec la phase vraie) en fonction du rapport entre vitesse de vent et

fréquence d'échantillonnage de la boucle d'optique adaptative. On constate que la convergence

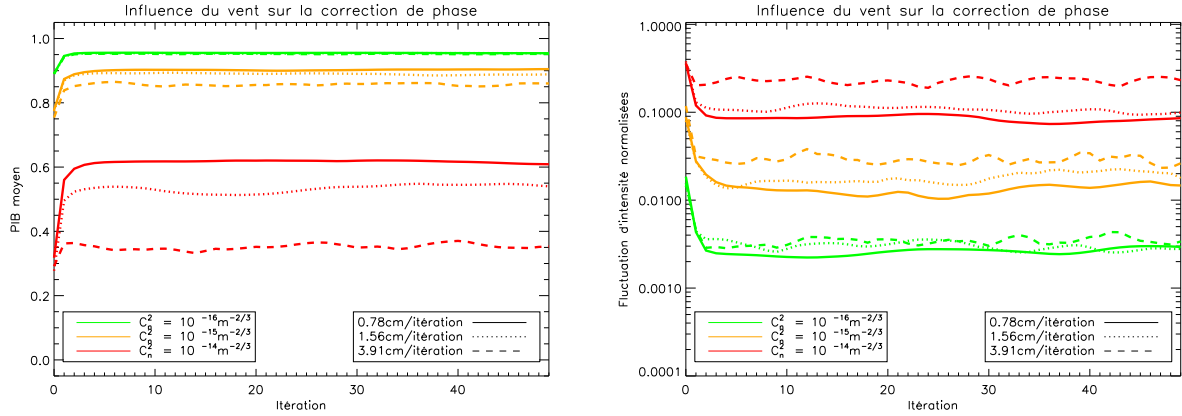


FIGURE 7.24 – Evolution de l'intensité moyenne (gauche) et des fluctuations d'intensité normalisées (droite) après une correction itérative de phase. La distance de propagation est de 10 km,  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ ,  $D = 30 \text{ cm}$ . Déplacement lié au vent transverse, traits pleins :  $d_1 = 0.78 \text{ cm}$  par itération, pointillés :  $d_2 = 1.56 \text{ cm}$  par itération et tirets :  $d_3 = 3.91 \text{ cm}$  par itération.

est atteinte dans tous les cas en moins de trois itérations, comme c'est le cas en statique. La valeur de convergence dépend de la fréquence d'échantillonnage. A titre d'illustration, la correction de phase sous-optimale ne permet d'atteindre qu'un PIB moyen de  $\langle I_{Corr} \rangle = 0.55$  (resp.  $\langle I_{Corr} \rangle = 0.35$ ) pour  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  avec un déplacement  $d_2$  (resp.  $d_3$ ). On rappelle que la valeur à fréquence d'échantillonnage infinie est de  $\langle I_{Corr} \rangle = 0.63$ . De manière plus importante, le  $V_{\perp}$  peut augmenter considérablement les fluctuations d'intensité. Afin d'atteindre un niveau de correction proche de celui sans erreur temporelle dans la correction, il est nécessaire de satisfaire la relation :  $\frac{V_{\perp}}{f_e} < \frac{\rho_0}{\text{Nombre d'itérations}}$ . Par exemple, pour  $V_{\perp} = 10 \text{ m.s}^{-1}$  et  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ , il est nécessaire de disposer d'une OA dont la fréquence d'échantillonnage est  $f_e > 3 \text{ kHz}$ .

## 7.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les limitations de la correction de phase sur faisceau sonde contra-propagatif. Ce type de correction permet de précompenser uniquement la phase du champ émis grâce à l'ASO sur un faisceau se propageant dans le sens inverse du sens de propagation du champ émis. Dans un premier temps, nous avons étudié les performances d'un tel système sur les bases d'une correction parfaite de la phase. Nous avons montré que la qualité de correction peut, dans certains cas, s'approcher de celle obtenue en correction sous-optimale. Toutefois, l'absence d'itération réduit la qualité de la précompensation. Nous rappelons que la première itération de la correction sous-optimale est la plus efficace, mais que chaque itération suivante permet d'accroître le PIB moyen et de diminuer les fluctuations résiduelles.

Dans un second temps, nous avons examiné une solution d'implantation de la mesure de phase grâce à un ASO-SH. Nous avons alors constaté, que celle-ci détériore la qualité de cor-

rection en fortes perturbations. La cause identifiée de cette détérioration est la scintillation et les dislocations de phase. La correction en faibles perturbations est identique pour une correction parfaite de la phase ou pour la correction par reconstruction SH. Toutefois, l'utilisation d'un tel système en fortes perturbations n'est plus pertinent. De plus, cette constatation reste valide à la fois pour la correction sur faisceau et pour la correction itérative de phase (correction sous-optimale).

La scintillation du faisceau sonde contra-propagatif (non corrigé par OA) est importante, ce qui perturbe les mesures. C'est la raison pour laquelle nous avons présenté une méthode permettant de s'affranchir partiellement de cette limitation et d'étendre le domaine de validité de la correction de phase sur faisceau sonde. En multipliant le nombre de faisceaux sondes, on est capable de moyenniser les effets de scintillation tout en minimisant les effets dus à la décorrélation des effets de phase. Nous avons montré un gain important en termes de  $\langle I \rangle$  et  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$  à condition de positionner les faisceaux sondes de manière optimale. Le gain de l'analyse multi-sonde est particulièrement visible à faible SNR et à faible turbulence ou à forte turbulence. L'étude que nous avons menée sur le nombre de modes de Zernike à corriger, nous a permis de vérifier qu'un nombre limité de modes, environ une trentaine, permet d'atteindre une correction aussi bonne, voir meilleure dans les cas de turbulence intermédiaire, que pour le cas d'une correction parfaite de la phase. Une étude des erreurs temporelles nous a également permis de placer une limite basse sur la vitesse de la boucle d'optique adaptative nécessaire pour minimiser ces erreurs. Elle a permis de mettre en lumière l'importance de la fréquence d'échantillonnage de l'OA, contrainte forte dans le cadre des LOA. La fréquence d'échantillonnage nécessaire dans le cadre des LOA est élevée, et met en avant l'importance de minimiser le nombre d'itérations nécessaire à la convergence.

La méthode basée sur l'analyse de front sur plusieurs faisceaux contra-propagatifs, a le bénéfice de permettre une efficacité importante, notamment dans un régime de turbulence intermédiaire, tout en possédant une mise en œuvre relativement simple. Dans le cadre du projet Fortune43G, c'est la solution technique que nous avons retenue pour le système de correction par OA.

# Chapitre 8

## Correction par modulation de phase

### Sommaire

---

<b>8.1</b>	<b>Perturbations séquentielles de la phase</b>	<b>150</b>
8.1.1	Principe	150
8.1.2	Influence du nombre d'éléments de correction de phase	151
<b>8.2</b>	<b>Performances en présence d'occultation centrale</b>	<b>153</b>
8.2.1	Conditions de simulation	154
8.2.2	Algorithme hiérarchique	154
8.2.3	Conclusion	156
<b>8.3</b>	<b>Optimisation stochastique parallèle de descente par gradient</b>	<b>156</b>
8.3.1	Introduction	156
8.3.2	Efficacité de la correction : un exemple	157
8.3.3	Influence de la force de la turbulence	159
8.3.4	Influence de la géométrie de la pupille	160
8.3.5	Influence du vent transverse	161
8.3.6	Etude de sensibilité au bruit	164
8.3.7	Initialisation de la phase de correction	165
<b>8.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>166</b>

---

Jusqu'à présent, nous avons étudié différentes approches de correction se basant sur une mesure de la phase (correction sous-optimale ou sur faisceau sonde). Toutes ces méthodes reposent sur la connaissance des déformations de phase et le principe de conjugaison de phase, afin de maximiser le flux collecté dans la pupille. Nous avons exposé les limitations liées à l'utilisation d'un ASO, notamment en fortes perturbations. L'optimisation directe du PIB permet de s'affranchir des problèmes liés à l'analyse. Toutefois, elle pose des problèmes d'ordre algorithmique. En effet, la fonction objectif  $J$  (encore appelée fonction coût, considérée ici comme le PIB instantané) n'étant généralement pas convexe, il faut éviter de tomber dans un minimum local lors de l'optimisation. De plus, afin de s'assurer que la convergence s'effectue plus rapidement que la vitesse d'évolution de la turbulence, l'utilisation d'algorithmes à convergence rapide est nécessaire.



Nous avons présenté, dans les chapitres introductifs, les méthodes d'optimisation existantes. L'objectif de ce chapitre est d'évaluer ces méthodes dans le cadre applicatif choisi pour ce manuscrit et de comparer leurs performances aux systèmes déjà étudiés. Cette étude permettra de positionner les techniques d'optimisation par rapport à la correction avec analyse de front d'onde sur faisceau sonde. Nous attendons qu'elles soient moins performantes que la correction sous-optimale phase parfaite. Des simulations numériques sont nécessaires pour évaluer les différences en termes d'intensité moyenne et fluctuations d'intensité. La démarche de ce chapitre consiste à étudier, dans un premier temps, l'optimisation en utilisant des critères 'simples' (cf. paragraphe 8.1). Nous en étudions les performances ainsi que les principales limitations. Différentes configurations pupillaires seront étudiées : le cas de télescope plein puis le cas avec télescope plein à l'émission et annulaire à la réception. L'occultation centrale (cf. paragraphe 8.2) est un cas de figure pratique fréquemment rencontré, en particulier pour des diamètres de pupille  $D$  grands. L'OA sur faisceau sonde contra-propagatif grâce à un ASO, ne permet pas de gérer simplement l'occultation. Dans un second temps, nous étudions l'influence du principal paramètre de la correction par optimisation : le nombre de segments (nécessairement fini). Les méthodes d'optimisation semblent plus adaptées au cas bruité. Aujourd'hui, le principale algorithme utilisé est le SPGD. Une étude de ses performances est effectuée au paragraphe 8.3.

## 8.1 Perturbations séquentielles de la phase

### 8.1.1 Principe

Vellekoop [Vellekoop-a-07] a récemment développé un algorithme simple d'optimisation destiné à la focalisation de lumière cohérente à travers un milieu fortement diffusant. L'application visée est typiquement les tissus biologiques. Cet algorithme permet de modifier la phase de l'onde émise pour la focaliser après propagation à travers un milieu diffusant. Il suppose la linéarité du processus de diffusion, c'est-à-dire que le champ reçu est une combinaison linéaire du champ émis par les  $N$  segments du MD :

$$U_R = \mathcal{G}[U_E] = \mathcal{G}\left[\sum_{n=1}^N A_n e^{i\varphi_n}\right], \quad (8.1)$$

avec  $A_n$  et  $\varphi_n$  l'amplitude et la phase du champ après réflexion sur le  $n^{\text{ième}}$  segment du MD et  $\mathcal{G}[\cdot]$  l'opérateur de propagation à travers le milieu diffusant ou turbulent. L'algorithme peut se décomposer selon les étapes suivantes :

- Propager le champ émis  $U_E$  à travers la turbulence (ou le milieu diffusant) ;
- Mesurer la métrique  $J$  à l'issue de la propagation ;
- Modifier la phase du premier segment ( $n = 1$ ) du MD afin de trouver la position maximisant la métrique  $J$  ;
- Remettre à plat le miroir déformable ;
- Modifier la phase du second segment ( $n = 2$ ) du MD afin de trouver la position maximisant à nouveau la métrique  $J$  ;

- Parcourir tous les segments ( $n = 3 \cdots N$ ) en réitérant les étapes précédentes.

A la fin de l'optimisation, la phase de correction optimisant la métrique  $J$  correspond à la combinaison linéaire de toutes les positions optimales obtenues séquentiellement pour chacun des segments du miroir.

Le schéma de la figure 8.1 présente la géométrie du miroir déformable utilisée. Pour l'im-

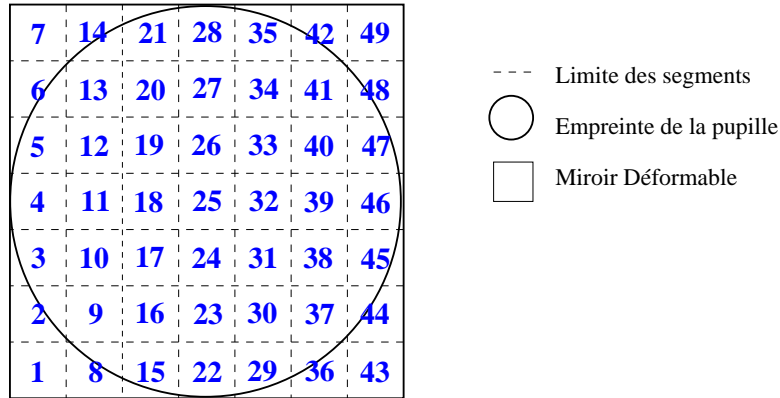


FIGURE 8.1 – Géométrie du miroir segmenté avec  $7 \times 7$  segments pilotés en piston uniquement avec un coefficient de couplage nul.

plantation de cet algorithme dans le cadre applicatif de ce manuscrit, nous allons parcourir séquentiellement chacun des segments du MD afin d'optimiser l'intensité instantanée intégrée sur la pupille de réception  $I_R$ . Nous modifions légèrement l'algorithme proposé par Vellekoop afin d'optimiser à chaque étape la métrique et ainsi optimiser la métrique de manière plus continue et plus rapide. Ainsi, au lieu de remettre le phaseur moyen à zéro à chaque itération de l'optimisation, nous allons conserver la position optimum du segment. Contrairement au premier algorithme, celui-ci peut nécessiter une nouvelle optimisation séquentielle après avoir réalisé un tour complet de tous les segments du MD.

### 8.1.2 Influence du nombre d'éléments de correction de phase

On représente, figure 8.2, l'évolution de l'intensité moyenne  $\langle I \rangle$  et des fluctuations d'intensité normalisées  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$  en fonction de la force de la turbulence et du nombre de segments du miroir déformable. Trois cas différents sont représentés :  $4 \times 4$ ,  $7 \times 7$  et  $11 \times 11$  actionneurs. Le miroir déformable permet de piloter la phase en piston uniquement et le coefficient de couplage entre les différents segments est nul. Les pupilles de chaque télescope d'émission et de réception sont de  $D = 30$  cm de diamètre sans occultation centrale. Le faisceau à l'émission est collimaté avec un waist de  $w_o = 7$  cm de rayon. Le pas élémentaire des perturbations de phase est de  $\varepsilon = \frac{\pi}{21}$ . On constate qu'à faible turbulence cet algorithme ne permet pas d'optimisation notable ni sur l'intensité moyenne ni sur les fluctuations résiduelles. Aucune amélioration n'est visible en modifiant le nombre de segments. Pour  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ , les cas  $7 \times 7$  et  $11 \times 11$  permettent une amélioration notable de la qualité de la liaison optique. L'intensité moyenne passe de  $\langle I \rangle \simeq 0.35$

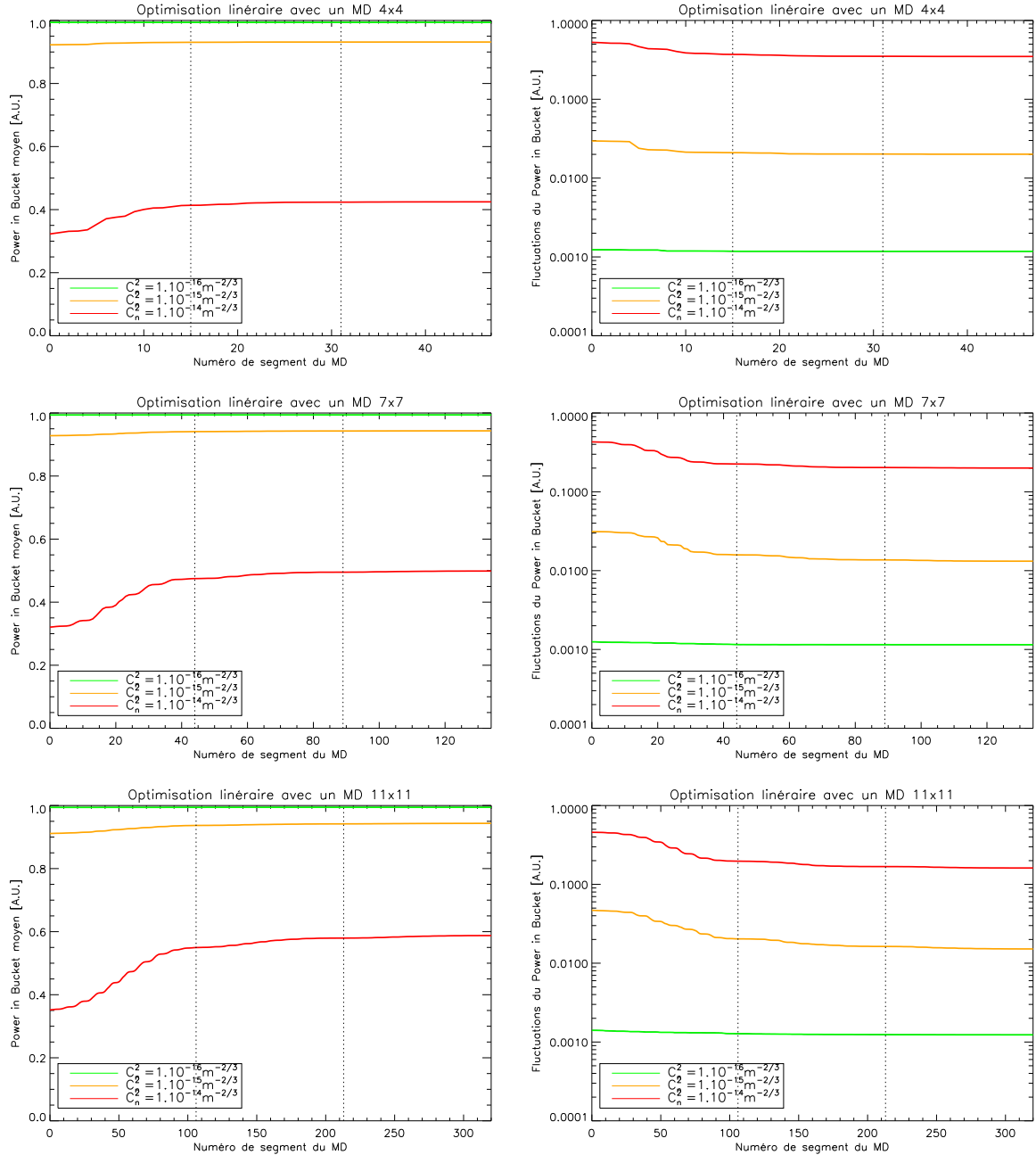


FIGURE 8.2 – Influence de l’algorithme de Vellekoop sur l’intensité moyenne  $\langle I \rangle$  (gauche) et sur les fluctuations d’intensité  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$  (droite) en fonction du nombre d’itérations et du  $C_n^2$ . De bas en haut, le nombre de segment est de  $4 \times 4$ ,  $7 \times 7$  et  $11 \times 11$ .  $D = 30$  cm.

à  $\langle I \rangle \simeq 0.5$  pour un MD  $7 \times 7$  et à  $\langle I \rangle \simeq 0.6$  pour  $11 \times 11$ . L’influence du nombre de segments est donc importante sur l’intensité moyenne à fortes perturbations. Pour le cas  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$

aucune augmentation n'est notable et l'utilisation d'un miroir  $7 \times 7$  semble suffisante.

En ce qui concerne les fluctuations d'intensité, la même constatation est faite sur le nombre d'éléments de correction pour  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ . Elles passent de  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = 0.03$  à  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} \simeq 0.015$  quel que soit le type de MD (sauf pour le cas  $4 \times 4$  où  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} \simeq 0.02$ ). Cette valeur est largement suffisante pour assurer une bonne qualité de liaison. En ce qui concerne le cas  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ , l'impact du nombre de segments ( $7 \times 7$  ou  $11 \times 11$ ) est également relativement faible. On note toutefois, une légère amélioration avec l'augmentation du nombre de segments, mais celle-ci reste faible. Nous constatons une légère amélioration de la qualité de correction lorsque l'on n'utilise pas d'ASO-SH en fortes turbulences. Cette constatation est conforme aux attentes, car les problèmes d'analyse de la phase (scintillation, dislocation de phase) ne sont plus présents pour ce type de correction.

On vérifie, de plus, la quasi-linéarité du processus de propagation à travers la turbulence vis-à-vis des perturbations de phase introduites par les segments du MD. En effet, après avoir fait un tour complet, c'est-à-dire après avoir adressé tous les segments de miroir, on réalise deux autres tours complets. On initialise alors la phase de correction par la phase obtenue à l'étape précédente. L'effet de ces deux tours supplémentaires ne permet pas d'augmenter particulièrement la qualité de correction. Malgré la différence d'implémentation par rapport à l'algorithme proposé par Vellekoop, on constate également qu'il n'est pas nécessaire de faire des tours complémentaires afin d'améliorer la correction. Bien que la correction de phase pour un nombre d'actionneurs supérieur ou égal à  $7 \times 7$  soit efficace vis à vis des métriques étudiées, il est nécessaire de parcourir séquentiellement l'ensemble des points de phase pour chaque segment du MD. Ceci conduit à un temps de convergence très long et motive l'étude d'algorithmes plus efficaces en termes de durée de convergence.

A  $11 \times 11$ , les résultats obtenus en fortes perturbations, en termes de fluctuations d'intensité et d'intensité moyenne, sont similaires à ceux obtenus pour la correction sous-optimale de phase. De plus, malgré la différence de diamètre de pupille ( $D = 25 \text{ cm}$  contre  $D = 30 \text{ cm}$ ), il semble que la correction sur faisceau multi-sondes donne des résultats similaires à l'optimisation pour  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$  et  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ . Par contre, les performances semblent meilleures pour l'optimisation séquentielle dans le cas  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ . Toutefois, les résultats obtenus en fortes perturbations pour  $D \simeq 30 \text{ cm}$  ne sont pas suffisants pour les FSO en termes de BER.

## 8.2 Performances en présence d'occultation centrale

Nous étudions, dans ce paragraphe, les performances de la correction par modulation de phase en présence d'une occultation centrale par rapport aux métriques  $\langle I \rangle$  et  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$ . Nous utilisons un algorithme de type Nelder-Mead (ou algorithme du simplexe), qui est un algorithme classique d'optimisation (ou de descente) non-linéaire pour des espaces multi-dimensionnels. Il fut proposé par J. Nelder et R. Nead en 1965 [Nelder-a-65]. La routine de minimisation utilisée pour les simulations numériques est basée sur *Numerical Recipes* [Press-l-86]. Cet algorithme nécessite l'évaluation de la fonction, mais ne nécessite pas, contrairement à d'autres algorithmes de minimisation, l'évaluation de ses dérivées. Elle est généralement considérée comme simple et robuste et nous permettra de valider la correction sur pupille occultée en absence de senseur de

front d'onde, grâce à une méthode simple d'optimisation.

### 8.2.1 Conditions de simulation

Nous réalisons les simulations numériques permettant de mettre en œuvre l'algorithme du simplexe avec une pupille de diamètre  $D = 25$  cm et une occultation centrale de  $OC_{\text{émission}} = 0\%$  à l'émission et de  $OC_{\text{réception}} = 35\%$  à la réception. La mesure de la métrique est considérée comme exempte de bruit, la longueur d'onde est fixée à  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et la distance de propagation à  $L = 10$  km. Le rayon du faisceau laser à l'émission est de  $w_o = 7$  cm (waist dans la pupille d'émission) conformément aux résultats obtenus au chapitre 6.

La représentation continue de la phase n'étant plus justifiée en fortes perturbations, nous concentrons notre étude sur un DM segmenté (correction zonale de la phase), avec un coefficient de couplage nul entre les différents actionneurs. Les segments sont uniquement pilotés en piston. Afin d'améliorer la vitesse de convergence de l'algorithme, nous proposons l'utilisation d'une correction hiérarchique. Celle-ci consiste à augmenter au fur et à mesure de la correction le nombre de segments pilotés. L'algorithme de Nelder-Mead est paramétré pour s'arrêter lorsque l'évolution de la métrique  $I$  entre deux itérations successives est limitée à  $10^{-2}$ .

### 8.2.2 Algorithme hiérarchique

L'optimisation hiérarchique de la phase consiste à débiter l'optimisation par un MD de petite taille puis d'augmenter le nombre d'actionneurs au fur et à mesure que la convergence est atteinte. Nous utilisons ici un MD avec  $2 \times 2$  éléments pour débiter l'optimisation. Une fois la convergence atteinte, nous augmentons le nombre d'éléments à  $4 \times 4$  pour terminer finalement avec  $8 \times 8$  segments. A chaque étape, lorsque l'on passe à un nombre d'actionneurs plus grand, c'est-à-dire lorsque l'on passe de l'étape  $N$  à l'étape  $N + 1$ , nous utilisons la phase obtenue après convergence à l'étape  $N$  pour initialiser la phase de correction de l'étape  $N + 1$ . L'idée est qu'en réduisant le nombre de paramètres, on diminue la complexité du problème, ce qui a pour effet d'accélérer la vitesse de convergence globale de l'algorithme et de diminuer le nombre de minima locaux. La figure 8.3 illustre le schéma de principe de la correction hiérarchique. La couleur rouge sur le schéma représente la géométrie de miroir déformable avec  $2 \times 2$  éléments. Nous utilisons ensuite la géométrie en bleu sur le schéma du MD comportant  $4 \times 4$  segments pour finir avec la configuration avec  $8 \times 8$  segments, en noir sur le schéma. L'empreinte de la pupille sur le MD est représentée par un cercle bleu. Certains actionneurs sont donc (en particulier les numéros 1, 8 57 et 64) en dehors de la pupille d'émission et n'aurons pas d'impact sur l'optimisation.

La figure 8.4 présente l'évolution de la moyenne de l'intensité et des fluctuations d'intensité normalisées en fonction du nombre d'itérations. Nous avons étudié l'influence de l'amplitude des nouvelles perturbations de phase ( $\varepsilon$ ) appliquées par le MD à chaque itération de l'algorithme (non présentée ici). Nous avons examiné deux cas différents. Un cas dont les perturbations de phase sont faibles par rapport à la longueur d'onde  $\lambda$  avec  $\varepsilon = \frac{\pi}{21}$ , et un cas où elles sont fortes avec  $\varepsilon = \frac{\pi}{2}$ . Seul le cas d'amplitude des perturbations égales à  $\varepsilon = \frac{\pi}{2}$  est représenté, car il permet la plus grande efficacité, notamment pour les fortes perturbations. De plus, nous limitons

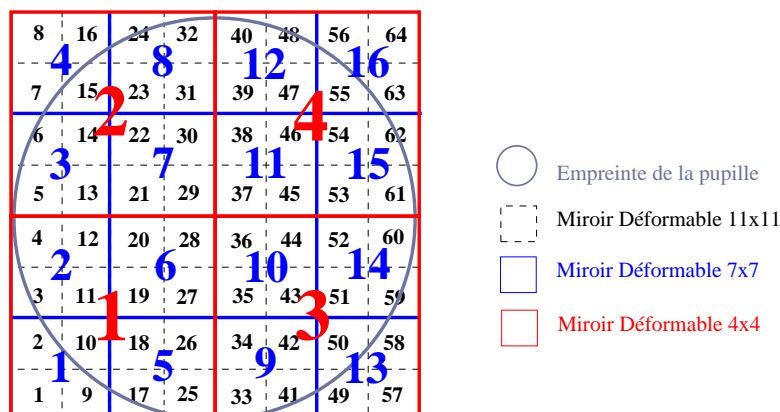


FIGURE 8.3 – Schéma de l'architecture hiérarchique. En rouge, le premier niveau d'optimisation. En bleu, le deuxième et en noir le final.

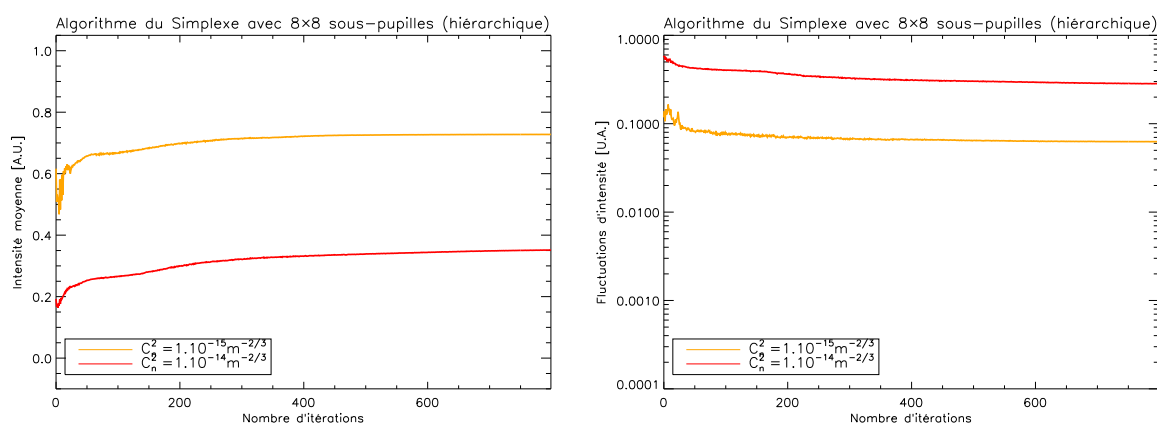


FIGURE 8.4 – Algorithme du simplexe hiérarchique : influence de la force de turbulence sur l'intensité moyenne  $\langle I \rangle$  (gauche) et sur les fluctuations d'intensité  $\frac{\sigma I}{\langle I \rangle}$  (droite) en fonction du nombre d'itérations. L'algorithme du simplexe hiérarchique est implémenté avec  $(2 \times 2)$ ,  $(4 \times 4)$  puis  $(8 \times 8)$  segments et des perturbations de  $\varepsilon = \frac{\pi}{2}$ .  $D = 25$  cm.

l'étude aux seuls  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$  et  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ . Le cas  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$  présente peu d'intérêt : la liaison étant déjà excellente sans correction.

En comparant les résultats obtenus sans configuration hiérarchique (non présentée ici), nous remarquons que la modification de la correction n'influence pas les valeurs finales après convergence de l'algorithme. Ces valeurs sont donc intrinsèquement liées au nombre d'éléments final du MD et non aux étapes intermédiaires.

Le nombre d'itérations nécessaires pour atteindre la convergence passe de  $N \simeq 850$  (resp.  $N \simeq 1200$ ) en moyenne pour  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$  (resp.  $10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ ) avec une correction classique non hiérarchique comportant  $(8 \times 8)$  segments, à  $N \simeq 450$  (resp.  $N \simeq 850$ ) pour une

correction hiérarchique. Pour effectuer la comparaison des deux types de correction, nous avons utilisé un miroir déformable de  $(8 \times 8)$  segments et une amplitude perturbatrice de  $\varepsilon = \frac{\pi}{2}$ . Ainsi, la correction hiérarchique permet bien de diminuer notablement le temps de convergence de l'algorithme, pouvant aller jusqu'à le diminuer d'un facteur deux (resp. 1.3 pour les fortes perturbations).

### 8.2.3 Conclusion

Nous avons, étudié l'impact de l'occultation centrale sur un algorithme simple de modulation de phase, permettant l'optimisation de l'intensité instantanée  $I$ . Le nombre d'éléments de correction nécessaire (environ  $8 \times 8$  segments) conduit à un grand nombre d'itérations. De plus, le niveau final des fluctuations d'intensité après optimisation en fortes perturbations, est incompatible avec le taux d'erreur généralement désiré pour les LOA. Les régimes intermédiaires de turbulence permettent, cependant, de descendre pour les fluctuations d'intensité, sous le seuil de 0.1. La dégradation de la qualité de correction provient de l'occultation centrale de  $OC = 35\%$  au niveau du télescope de réception. Nous avons, par ailleurs, proposé une optimisation par niveau hiérarchique, permettant de réduire le nombre d'itérations nécessaires à la convergence. Nous avons constaté que ce changement ne modifie pas les valeurs finales de  $\langle I \rangle$  et de  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$  après convergence qui sont essentiellement liées au nombre de points d'action.

## 8.3 Optimisation stochastique parallèle de descente par gradient

### 8.3.1 Introduction

Une approche alternative proposée par Vorontsov *et al.* [Vorontsov-a-97, Weyrauch-a-05] consiste en l'optimisation directe de la fonction objectif par l'intermédiaire d'un algorithme de descente stochastique (SPGD pour Stochastic Parallel Gradient Descent). Soit  $J$  une fonction objectif à optimiser définie sur un espace vectoriel réel de dimension finie  $\mathbb{R}^d$  ou sur un sous-espace vectoriel  $\Omega$  de  $\mathbb{R}^d$ . On recherche ici le maximum  $x^*$  de la fonction  $J$  dans  $\Omega$ . Les méthodes d'optimisation de type stochastique (ou méta-heuristique) sont souvent utilisées dans le cas où :

- La fonction objectif  $J$  n'a pas d'expression analytique (on accède aux valeurs de la fonction via un code de calcul ou une mesure directe par laquelle  $J$  peut être bruitée).
- La gradient de  $J$  peut être inaccessible.
- La fonction  $J$  peut comporter de nombreuses non-linéarités.
- De nombreuses corrélations entre variables peuvent exister mais ne sont pas précisément identifiées.
- La fonction  $J$  est multimodale, c'est-à-dire possède de nombreux minima locaux.

L'approche stochastique semble donc appropriée à la propagation à travers la turbulence lorsque l'on utilise comme fonction objectif l'optimisation de l'intensité intégrée sur la pupille. De plus, l'algorithme de descente proposé est parallèle, c'est-à-dire que l'on optimise chaque élément

du sous-espace vectoriel simultanément. Ceci permet d'augmenter d'autant la vitesse de convergence par rapport aux cas précédemment étudiés où l'optimisation était séquentielle.

L'algorithme de descente stochastique consiste à envoyer une perturbation élémentaire  $\delta u_j$  ( $\delta u_j$  peut être positif ou négatif) à chaque élément du miroir déformable.  $|\delta u_j| = \varepsilon$  est identique pour chaque actionneur du MD. Soit  $N$  le nombre de points d'action du MD. Le vecteur des perturbations à l'instant  $n$  est  $\sum_{j=1}^N \delta u_j^n$ . Le signe des perturbations de phase suit une loi de Bernoulli, c'est-à-dire que  $\delta u_j^n = \pm \varepsilon \forall j \in [1 \cdots N]$ . Après application du vecteur des perturbations et mesure de la métrique  $J_+^n$ , on inverse tous les signes des perturbations pour mesurer  $J_-^n$ . Les perturbations appliquées entre  $J_+^n$  et  $J_-^n$  sont donc de signes opposés. Soit  $J_\pm^n$  la métrique à l'instant  $n$  après application de l'une ou l'autre des perturbations, nous avons à l'instant  $n$  :

$$J_\pm^n = J(u_1^n \pm \delta_1^n, \dots, u_j^n \pm \delta_j^n, \dots, u_N^n \pm \delta_N^n), \quad (8.2)$$

avec  $u_j^n$  la tension appliquée au segment  $j$  du MD à l'instant  $n$  et  $\pm \delta_j^n$  la perturbation élémentaire subie par ce même segment. Le calcul du vecteur de tension à envoyer au miroir au temps  $n + 1$  se calcule de la manière suivante :

$$\{u_j^{n+1}\}_{j=1}^N = \{u_j^n + \gamma(J_{j,+}^n - J_{j,-}^n) \text{sign}(\delta u_j^n)\}_{j=1}^N, \quad (8.3)$$

où  $\text{sign}(\delta u_j^n)$  représente le signe de la perturbation élémentaire lors du calcul de la métrique  $J_+^n$ ,  $\gamma$  un coefficient de mise à jour et  $\{\dots\}_{j=1}^N$  un vecteur de  $N$  éléments. Nous utiliserons un paramètre de mise à jour  $\gamma$  constant pour l'optimisation de  $J$ .

### 8.3.2 Efficacité de la correction : un exemple

Nous effectuons dans ce paragraphe des simulations numériques d'un système d'OA implémentant une optimisation de type SPGD. La distance de propagation est de  $L = 10$  km, la longueur d'onde de  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et le diamètre de pupille de  $D = 30$  cm. Afin d'illustrer l'efficacité de la correction, les images courtes et longues poses obtenues par l'algorithme SPGD sont présentées figure 8.5. On constate la nette concentration de l'énergie encerclée par rapport au cas non corrigé. Pour cette réalisation particulière de turbulence (courte pose), l'algorithme permet de passer d'une énergie intégrée égale 0.45 à 0.65 après 200 itérations. La force de la turbulence est de  $C_n^2 = 10^{-14} \text{m}^{-2/3}$ .

La figure 8.6 illustre l'évolution typique de la métrique  $J$  en fonction du nombre d'itérations. Nous avons considéré que pendant cette optimisation la turbulence n'avait pas évolué. L'image courte pose avant et après correction correspondante est donnée par la figure 8.5. On constate que le gain est important dès le début de la correction (forte pente de la courbe, notamment entre l'itération 0 et 20) et semble atteindre un maximum local à partir d'approximativement 70 – 80 itérations. Après cela, la progression est beaucoup plus lente et l'optimisation ne parvient pas à converger facilement vers l'optimum global. La pente à l'origine de l'optimisation est favorable en cas d'évolution rapide de la turbulence afin que le système 'accroche' rapidement. Par contre, après 'accrochage', la progression de la métrique est lente et chaotique. L'algorithme SPGD ne semble donc pas particulièrement adapté lorsque  $J$  est proche de l'optimum global, mais seulement lorsqu'elle en est relativement éloignée.



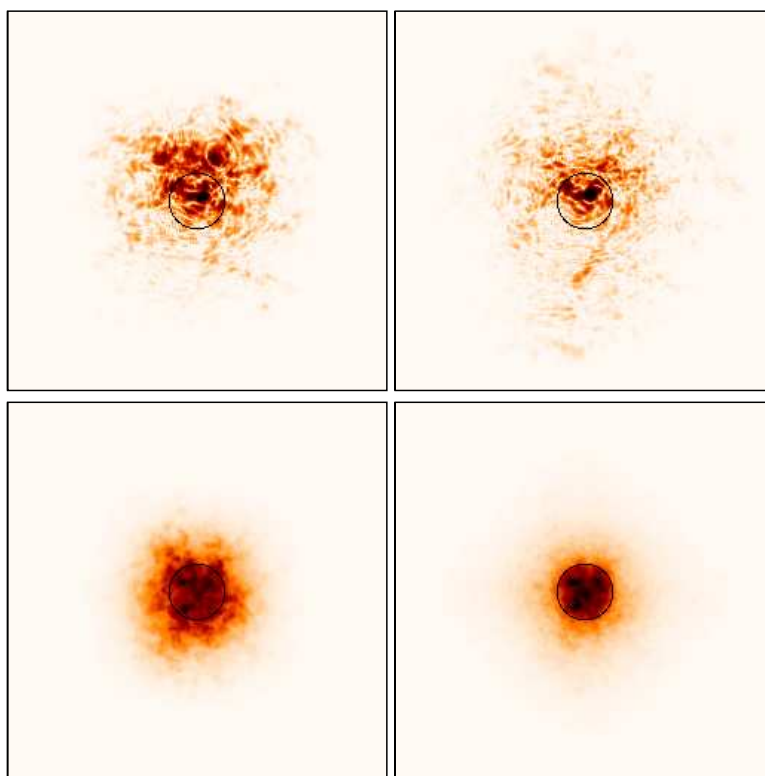


FIGURE 8.5 – Illustration de l’efficacité de la correction par SPGD. Gauche : avant correction, droite : après convergence. Haut : courte pose, bas : longue pose. Echelle des couleurs courte pose : logarithmique, longue pose : linéaire.

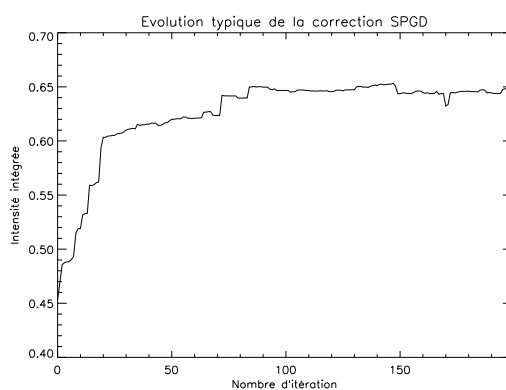


FIGURE 8.6 – Evolution typique de l’intensité intégrée en cours d’optimisation.

### 8.3.3 Influence de la force de la turbulence

La figure 8.7 présente l'optimisation de l'intensité instantanée  $I$  en fonction du nombre d'itérations et de la force de la turbulence. Sont représentées les quantités statistiques classiques : moyenne (partie gauche) et fluctuations d'intensité normalisées (partie droite). Le miroir déformable utilisé permet l'application de perturbations en piston. Le nombre de segments est limité à  $7 \times 7$ . Les statistiques sont calculées sur des réalisations indépendantes de turbulence. Nous

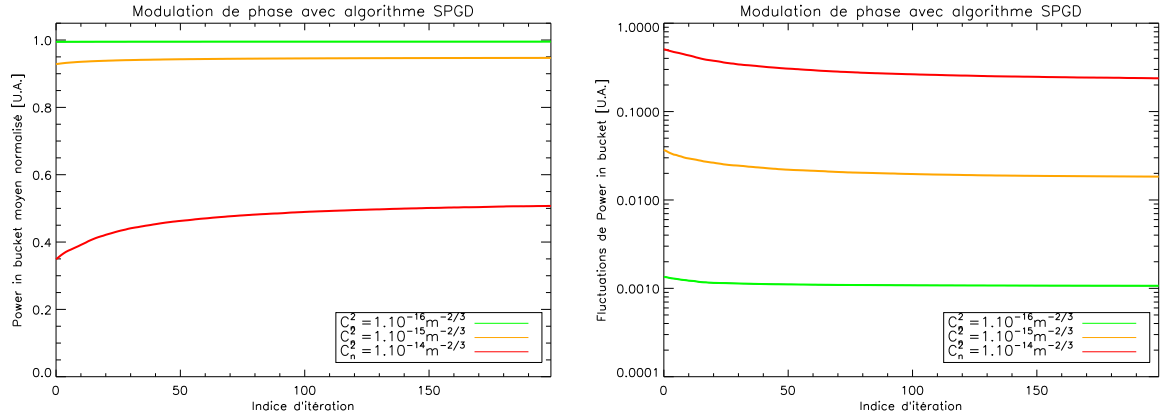


FIGURE 8.7 – Efficacité de la correction SPGD en fonction de la force de la turbulence. Gauche : intensité moyenne, droite : fluctuations d'intensité normalisées.  $D = 30$  cm sans occultation centrale.

constatons que l'efficacité de l'optimisation SPGD permet l'augmentation de l'intensité moyenne et la diminution des fluctuations d'intensité. Comme précédemment (sur une seule itération), l'optimisation est rapide dès le début des itérations et devient faible à partir d'une trentaine d'itération, pour le cas forte turbulence.

Pour  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ , l'intensité moyenne passe de  $\langle I_0 \rangle = 0.35$  à un peu plus de  $\langle I \rangle = 0.5$  après une centaine d'itérations. Les fluctuations d'intensité passent, quant à elles, de  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = 0.5$  à  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} \simeq 0.2$ . Nous rappelons que la valeur obtenue par l'algorithme de Vellekoop, après convergence, est d'approximativement  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} \simeq 0.2$  : les deux méthodes donnent des résultats similaires. En revanche, les résultats obtenus avec l'optimisation SPGD sont meilleurs en fortes perturbations par rapport au cas analyse SH sur faisceau sonde contra-propagatif (cf. paragraphe 7.2) et restent comparables au cas multi-faisceaux. Cependant, ils ne sont toujours pas compatibles avec l'objectif nécessaire pour atteindre un BER de  $10^{-12}$ , c'est-à-dire  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} < 0.1$ .

L'algorithme SPGD converge plus rapidement que l'algorithme proposé par Vellekoop ou Nelder-Mead car celle-ci est atteinte pour environ 50 itérations seulement. Nous rappelons que le nombre d'itérations nécessaire à la convergence pour l'algorithme de Vellekoop est obtenu en multipliant le nombre de segments de MD par le nombre total de pas élémentaires  $\varepsilon$ . De plus, nous avons implémenté ici un algorithme avec un paramètre de contrôle  $\gamma$  constant. Il a été montré [Weyrauch-a-01] que l'utilisation d'un  $\gamma$  adaptatif permet de diminuer le temps de convergence de l'algorithme tout en conservant la qualité de correction.

### 8.3.4 Influence de la géométrie de la pupille

Ce paragraphe présente la capacité de la méthode d'optimisation SPGD à prendre en compte une occultation centrale dans la pupille de réception (la pupille d'émission reste pleine). D'une manière générale, ce paragraphe montre la capacité de l'algorithme SPGD à prendre en compte une pupille de forme quelconque (autre qu'une pupille circulaire par exemple). La figure 8.8 montre 5 réalisations différentes de turbulence implémentant la correction SPGD pour une occultation centrale de 50% et une pupille de  $D = 30$  cm. Les répartitions d'intensité sont obtenues

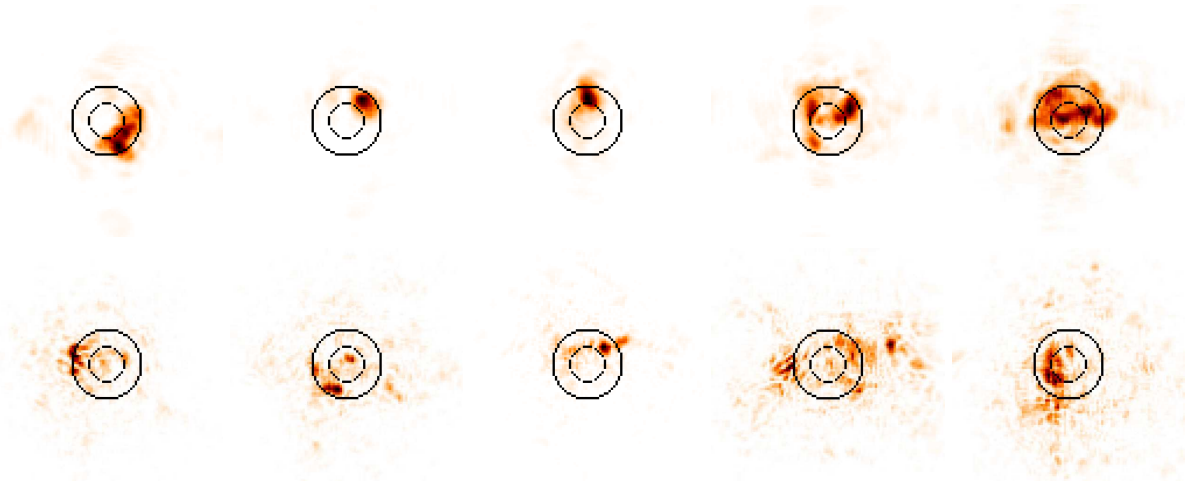


FIGURE 8.8 – Répartitions d'intensité (différentes réalisations de turbulence) après convergence du SPGD. Deux forces de turbulence sont étudiées :  $10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$  (haut) et  $10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  (bas). L'occultation centrale est de 50 pourcents. La distance de propagation est de 10 km, la longueur d'onde de  $\lambda = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$ , le diamètre de pupille de 30 cm.

après optimisation, pour  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$  (partie supérieure de la figure)  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  (partie inférieure de la figure). D'après ces illustrations, il semble que certaines réalisations de turbulence soient favorables et permettent à l'algorithme de concentrer un speckle dans la pupille, tandis que d'autres le sont moins. Dans le cas défavorable, la répartition d'intensité est plus uniforme dans le plan de réception.

La figure 8.9 présente l'efficacité de la correction en fonction du nombre d'itérations. La modulation de phase se basant sur l'algorithme de type SPGD semble donc capable de prendre en compte la forme de la pupille, même si celle-ci est de forme quelconque. Il semble toutefois que la qualité de correction est nettement moins bonne que sans occultation centrale. Nous avons montré au paragraphe 6.1.6, que les paramètres de la pupille choisis ici permettent d'attribuer les pertes de qualité de correction à la seule réduction de la surface collectrice. En effet, l'intensité moyenne passe de  $\langle I \rangle = 0.51$  à  $0.36$  avec occultation de 50%. Il semble, de plus, que l'algorithme n'arrive pas à répartir l'intensité sur l'ensemble de la pupille, mais concentre une grande partie de l'énergie sur un speckle en bord de pupille. Cette constatation est particulièrement vraie pour les réalisations 1, 2 et 3 pour  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$  et du cas 3 pour  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  de la figure

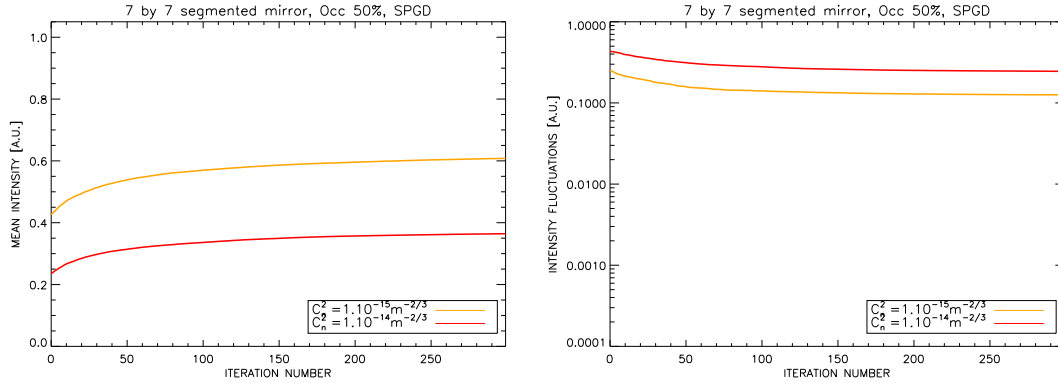


FIGURE 8.9 – Courbes d’intensité moyenne et de fluctuations d’intensité en fonction du nombre d’itérations pour une correction par SPGD. L’occultation centrale est de 50 pourcent. La distance de propagation est de 10 km, la longueur d’onde de  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ , le diamètre de pupille de 30 cm.

8.8 (la lecture des chiffres se fait de gauche à droite).

Comme attendu, les résultats sont nettement moins bons que pour la correction optimale. On rappelle que pour les mêmes paramètres pupillaires, l’intensité moyenne est de  $\langle I \rangle_{C_n^2=10^{-14} \text{ m}^{-2/3}} = 0.6$  et les fluctuations résiduelles de  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}_{C_n^2=10^{-14} \text{ m}^{-2/3}} = 0.1$  pour la correction optimale. Ils sont respectivement de  $\langle I \rangle_{C_n^2=10^{-14} \text{ m}^{-2/3}} = 0.36$  et les fluctuations résiduelles de  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}_{C_n^2=10^{-14} \text{ m}^{-2/3}} = 0.25$  pour l’algorithme SPGD. De plus, la convergence n’est atteinte qu’après approximativement 150 itérations dans le cas SPGD alors que seules une dizaine d’itérations suffisent dans le cas optimale.

### 8.3.5 Influence du vent transverse

Nous avons vu dans les chapitres introductifs l’influence que peut avoir le vent transverse sur la propagation à travers la turbulence. Nous réalisons ici des simulations numériques de l’effet du vent transverse  $V_{\perp}$  sur la correction de type SPGD. Nous simulons un vent continu en décalant les écrans de phase de manière sub-pixellique. Ces simulations permettent de connaître la vitesse de correction nécessaire pour avoir un gain de correction suffisant. Comme les simulations ont été réalisées en termes de décalage d’écrans de phase, ce raisonnement reste valable si l’on considère soit la vitesse du vent transverse soit la vitesse de la boucle d’optique adaptative. Les conditions de simulation sont les suivantes : paramètre  $\gamma$  constant, diamètre du faisceau à l’émission de  $2w_0 = 14 \text{ cm}$  et amplitude des perturbations de phase  $\varepsilon = \frac{2\pi}{21}$  et un diamètre de pupille de  $D = 25 \text{ cm}$  avec une occultation centrale de 35%. La figure 8.10 présente les résultats de simulations pour une correction SPGD avec trois vitesses de vent (ou de manière équivalente de décalages d’écrans de phase) différentes. La vitesse de vent va en augmentant de bas en haut sur la figure.

Pour évaluer la qualité de correction en fonction de la vitesse du vent (resp. la vitesse de la

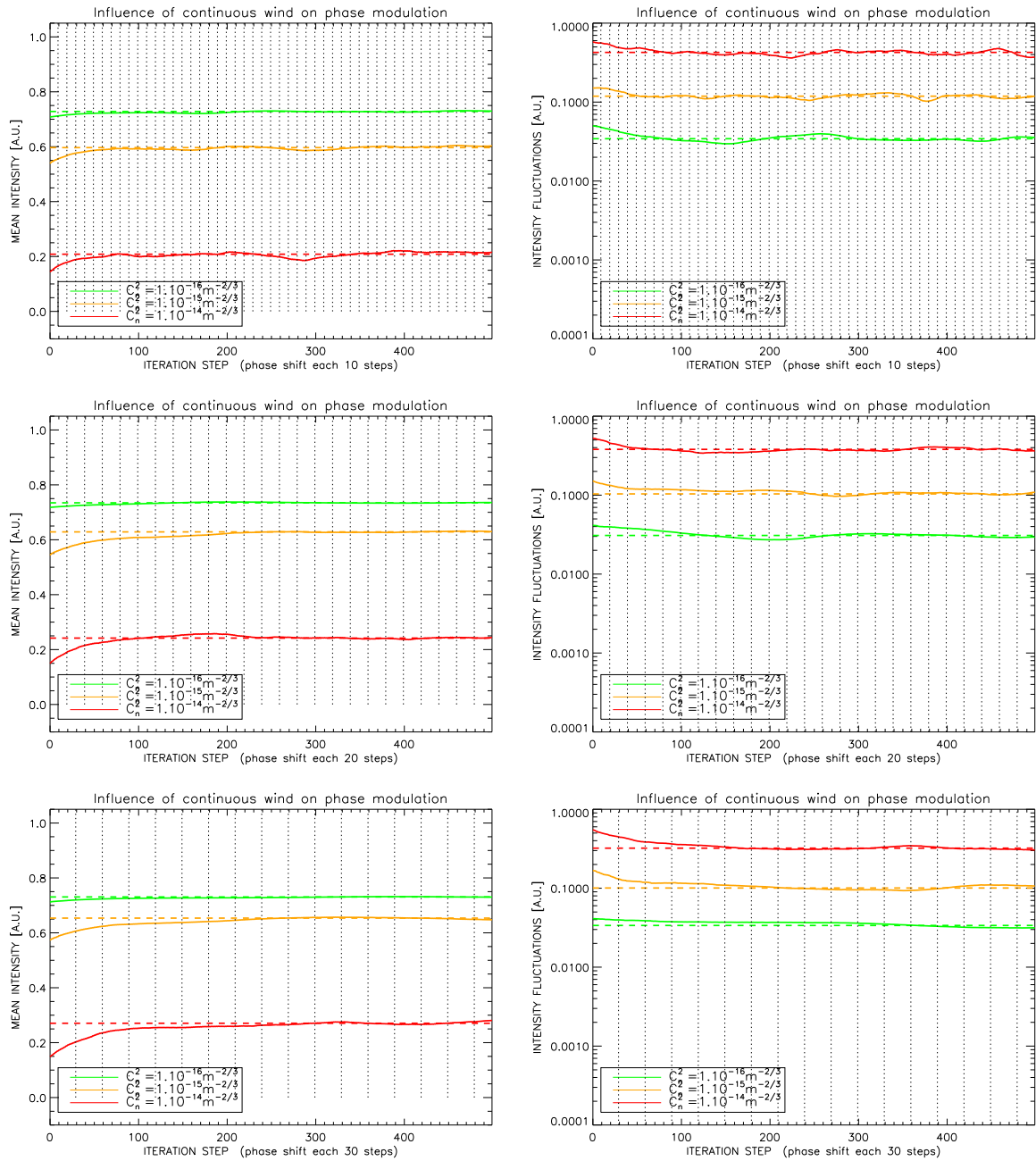


FIGURE 8.10 – Correction de type SPGD en présence de vent continu. De bas en haut, la vitesse du vent augmente. Le décalage d'un pixel entier est effectué réciproquement toutes les 10, 20 et 30 itérations. Les traits verticaux représentent un décalage d'un pixel entier.

boucle de correction) nous pouvons utiliser deux autres métriques que sont : le gain entre l'intensité moyenne avant correction (à  $t_0$ ) et l'intensité moyenne après convergence de l'algorithme

Type de correction	$C_n^2$ [ $\text{m}^{-2/3}$ ]	Gain	Fluctuations résiduelles
Décalage d'un pixel après 10 propagations	$10^{-16}$	0.0202	0.0015
	$10^{-15}$	0.0576	0.0056
	$10^{-14}$	0.0643	0.0102
Décalage d'un pixel après 20 propagations	$10^{-16}$	0.0170	0.0008
	$10^{-15}$	0.0848	0.0015
	$10^{-14}$	0.0920	0.0021
Décalage d'un pixel après 30 propagations	$10^{-16}$	0.0186	0.0009
	$10^{-15}$	0.0803	0.0025
	$10^{-14}$	0.1216	0.0040

TABLE 8.1 – Tableau du gain et des fluctuations résiduelles après convergence de la correction en fonction de la vitesse du vent et de la force de la turbulence.

(théoriquement à  $t_\infty$ ) et les fluctuations résiduelles à la convergence ( $\sigma_I$  après convergence). Le tableau 8.1 résume les résultats obtenus en termes de gain par rapport au cas sans correction et de fluctuations résiduelles.

Il semble qu'une vitesse de décalage de 1 pixel toutes les 20 itérations semble un minimum pour avoir une qualité de correction convenable dans les simulations réalisées. Si l'on considère une vitesse de vent de  $10 \text{ m.s}^{-1}$ , la fréquence nécessaire de la boucle est de  $f_{20} = 25.6 \text{ kHz}$  (resp.  $f_{10} = 12.8 \text{ kHz}$  et  $f_{30} = 38.4 \text{ kHz}$ ). On remarque l'importance de la vitesse de boucle nécessaire. La figure 8.11 illustre l'évolution de la correction en fonction de la vitesse du vent. Plus le vent est lent (resp. la vitesse de la boucle rapide) plus la qualité de correction augmente.

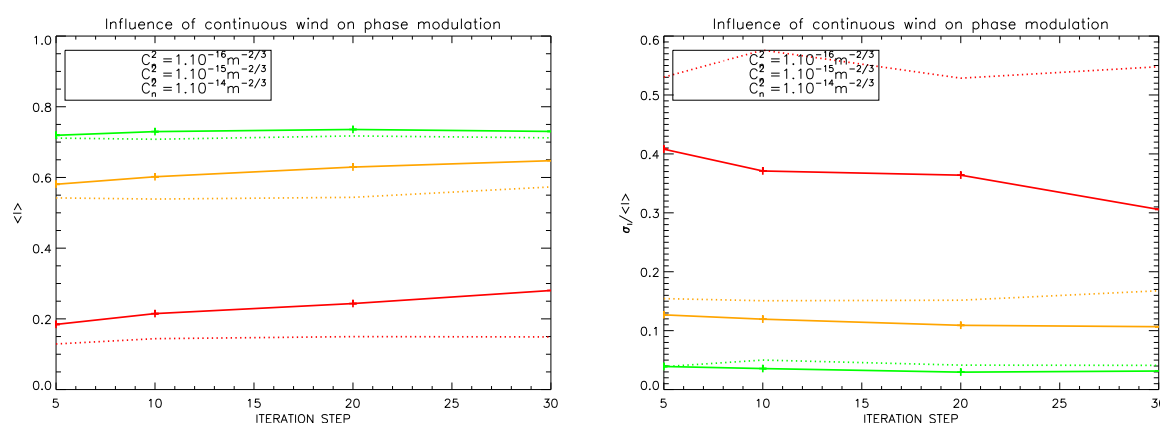


FIGURE 8.11 – Efficacité de la correction en fonction de la vitesse du vent. Tirets : sans correction ; traits pleins : avec correction. En abscisse est représenté le nombre de propagations effectuées avant un décalage d'un pixel entier des écrans de phase.

### 8.3.6 Etude de sensibilité au bruit

Les simulations présentées jusqu'à présent ne prenaient pas en compte l'effet du bruit de mesure. De manière évidente, l'ajout de bruit perturbera les mesures de  $I$  et rendra les algorithmes d'optimisation moins performants. On rajoute ici du bruit au niveau de la mesure de l'intensité intégrée sur la pupille de réception après propagation. On définit le SNR comme :

$$SNR = \frac{I_{total}}{\sigma_{noise}}, \quad (8.4)$$

où  $I_{total}$  est l'intensité totale reçue par le télescope et  $\sigma_{noise}^2$  la variance du bruit. Le bruit est considéré comme un bruit gaussien avec une moyenne nulle et un écart-type  $\sigma_{noise}$ .

D'après la figure 8.12, il est nécessaire d'avoir un rapport signal-à-bruit supérieur à 40 pour que l'algorithme de SPGD puisse optimiser l'intensité intégrée après propagation. Une valeur inférieure aura pour conséquence de fortes fluctuations d'intensité dans le pire des cas ( $SNR < 20$ ) voire une forte diminution de l'intensité moyenne. Lorsque l'influence du bruit est négligeable ( $SNR > 100$ ), on retrouve les résultats obtenus en absence de bruit. Plus la vitesse de la boucle

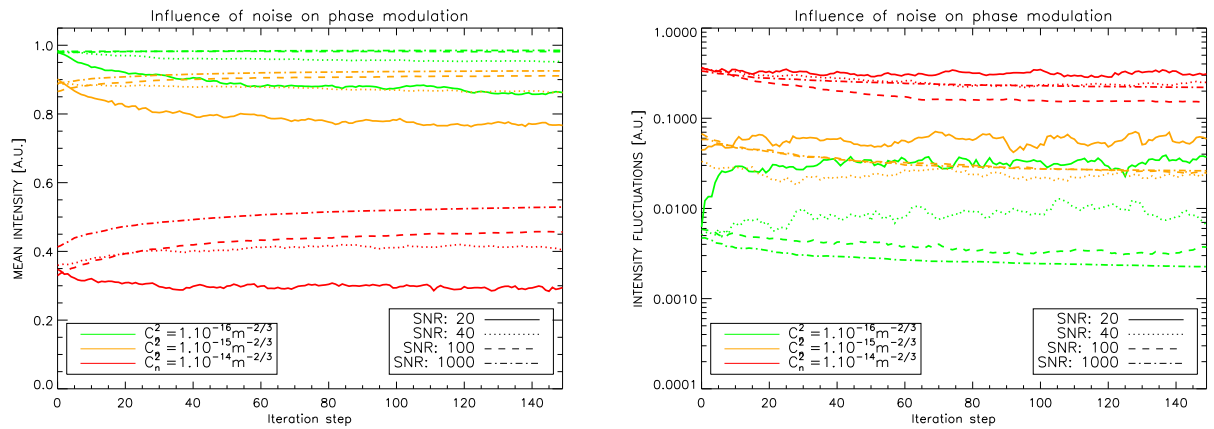


FIGURE 8.12 – Courbes d'intensité moyenne (gauche) et de fluctuations d'intensité (droite) en fonction du nombre d'itérations pour une correction par SPGD et différents niveaux de bruit. La distance de propagation est de 10 km, la longueur d'onde de  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et le diamètre de pupille de 30 cm.

d'optique adaptative sera importante, plus l'optimisation sera robuste à l'évolution temporelle de la turbulence (vent transversale). Par ailleurs, l'intensité reçue à chaque itération sera d'autant plus faible que le temps d'intégration l'est aussi. Un compromis sur la bande passante de l'OA est donc nécessaire.

## 8.3.7 Initialisation de la phase de correction

### 8.3.7.1 Principe général

Afin de rendre la convergence de la méthode de correction plus rapide, il est possible de rajouter un a priori sur la phase pilotée. En utilisant l'optimisation de type SPGD, il est possible d'initialiser la phase de correction avant le processus itératif de correction grâce à une mesure de surface d'onde [Vorontsov-a-02]. L'idée est d'accélérer la vitesse de convergence de l'algorithme en l'initialisant avec une phase la plus proche possible de la phase de correction finale obtenue à la convergence. Deux phases d'initialisation sont étudiées : la phase géométrique et la phase dans la pupille d'émission. La phase géométrique en onde plane correspond à la somme des perturbations de phase le long du trajet de propagation. Elle correspond à la phase mesurée en faibles perturbations dans le cas de la correction sous-optimale. La phase dans la pupille d'émission est considérée comme l'écran de phase turbulente le plus proche du plan d'émission. Elle correspond à la phase que l'on mesure avec l'approche multi-sondes contra-propagatives. Dans le cadre de l'approximation géométrique, lorsque les perturbations de phase sont faibles, ceci doit permettre d'initialiser l'algorithme avec la phase obtenue après convergence de l'algorithme. Par contre, pour les cas de fortes perturbations, la phase géométrique n'est plus la solution optimale de correction. Les perturbations de phase proches de la pupille d'émission sont responsables de la scintillation. En les précompensant, on peut s'affranchir d'une grande partie des fluctuations d'intensité dans la pupille de réception.

Nous utilisons une pupille de  $D = 25$  cm et un faisceau de  $2w_0 = 14$  cm de diamètre. Le nombre d'actionneurs est limité à  $7 \times 7$  et le pas élémentaire est fixé à  $\varepsilon = \frac{2\pi}{21}$ . La mesure de  $I$  est supposée sans bruit. L'initialisation de la phase de correction SPGD est discrétisée sur la base du MD, pilotable uniquement en piston. Pour pouvoir prendre en compte la géométrie du miroir, nous réalisons la moyenne de la phase géométrique (resp. de la phase dans la pupille d'émission) sur chaque élément du miroir. On projette cette phase sur la base des segments du MD pilotable uniquement en piston, ce qui revient à la différence de marche moyenne sur le segment.

### 8.3.7.2 Initialisation par la phase géométrique et par la phase dans la pupille

La figure 8.13 présente les résultats obtenus pour une correction de type SPGD avec une initialisation de phase par la phase géométrique (haut) ou phase dans la pupille (bas). Initialiser la correction avec une phase fonctionne bien lorsque la turbulence est faible car la phase de correction est proche de la phase géométrique. La correction par la phase dans la pupille n'apporte pas grand chose, malgré un léger gain pour la turbulence la plus faible. Par contre la phase géométrique semble améliorer légèrement la correction à la fois pour  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$  et  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ . Lorsque la turbulence est forte, la phase de correction qui optimise l'intensité dans la pupille de réception est différente de la phase géométrique. C'est pour cette raison que l'initialisation de la correction avec une phase (géométrique ou dans la pupille d'émission) n'est pas efficace pour les fortes turbulences.

En conclusion, l'initialisation de la phase de correction ne semble pas augmenter la vitesse de convergence. La correction avec initialisation améliore très faiblement la qualité de la correction dans son ensemble. La correction avec la phase géométrique semble légèrement plus efficace que



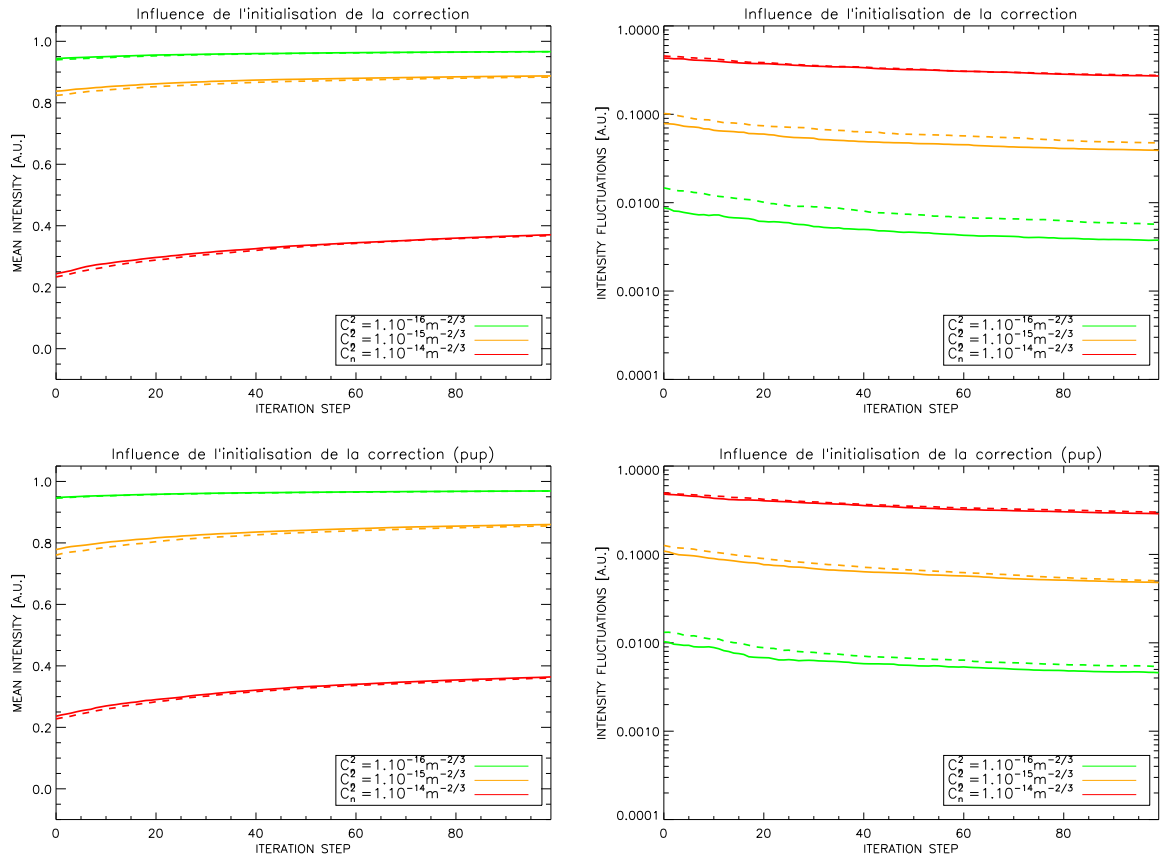


FIGURE 8.13 – Haut : optimisation de l'intensité par SPGD avec (trait plein) et sans (tirets) initialisation de phase avec la phase géométrique. Bas : optimisation de l'intensité par SPGD avec (trait plein) et sans (tirets) initialisation de phase par la phase dans la pupille d'émission.

celle avec la phase dans la pupille. Au vu des résultats obtenus, l'utilisation d'un ASO couplé avec une technique de modulation SPGD ne se justifie pas. Pour espérer un gain, il faudrait peut être réaliser une liaison bi-directionnelle (type sous-optimale).

## 8.4 Conclusion

Les méthodes d'optimisation de métriques par optique adaptative existent depuis longtemps dans la littérature. Ces méthodes furent les premières à être mises en œuvre dans les systèmes d'optique adaptative des années 1970. Malgré la simplicité de mise en œuvre (on s'affranchit d'un élément optique complexe qu'est l'analyseur de surface d'onde), son implémentation pratique reste difficile. En effet, les bandes passantes requises sont souvent rédhibitoires pour la plupart des systèmes de LOA. Lorsque la bande passante requise est atteinte (approximativement  $> 10$  kHz), on peut alors, grâce à des techniques d'optimisation rapide, par exemple de type

SPGD, corriger les perturbations de phase de la turbulence atmosphérique. Ces méthodes existent depuis longtemps mais ne peuvent être mises en œuvre que depuis peu du fait de la BP élevée qu'elles requièrent. Cet algorithme a été implémenté avec succès sur de nombreux systèmes de communications en espace libre [Weyrauch-a-05, Zhao-p-08] ou validé pour la restauration d'images dégradées par la turbulence [Vorontsov-a-97, Aubailly-a-08, Yang-a-09]. L'implémentation de ces algorithmes plus performants et l'apparition de boucles d'optique adaptative plus rapides ont permis le regain d'intérêt pour les techniques de modulation de phase. De plus, ces techniques semblent particulièrement appropriées lorsque le modèle de construction des données n'est pas connu et que la contrainte temporelle est limitée (par exemple, la focalisation laser à travers des tissus biologique).

Ce chapitre nous a permis d'étudier plusieurs concepts de base de la modulation de phase dans le cadre d'une liaison optique endo-atmosphérique sur longue distance. Les méthodes stochastiques semblent les plus appropriées pour les LOA où les contraintes temporelles imposent de grandes bandes passantes. Les performances en statique sont satisfaisantes et correspondent à celles obtenues pour la correction sous-optimale. Aucune preuve théorique n'a été apportée quant aux limites des performances des algorithmes de type SPGD dans le cadre des LOA. De nombreux autres algorithmes peuvent être utilisés et l'estimation de leurs performances reste à effectuer. La modulation de phase permet d'obtenir des résultats du même ordre de grandeur que ceux obtenus par analyse sur faisceaux multi-sondes. Les problèmes rencontrés lors de la mise en place d'un système de correction sur faisceaux sondes (complexité optique, nombre de sources lasers, scintillation,...) sont transférés vers une complexité algorithmique et technologique (bande passante de miroir déformable et du RTC). Nous avons vu que l'optimisation SPGD permet de prendre en compte la géométrie particulière des pupilles (occultation centrale par exemple). Il est de plus nécessaire d'avoir suffisamment de bande passante pour pouvoir converger plus rapidement que le temps d'évolution de la turbulence. De plus, nous avons vu que le rapport signal à bruit peut détériorer suffisamment le signal pour ne plus permettre d'optimisation. Le rapport signal à bruit est directement lié au temps d'intégration sur le détecteur, tandis que la rapidité nécessaire de la boucle est fixée par le temps caractéristique d'évolution des perturbations de phase. En d'autres termes, la vitesse de la boucle d'OA doit être un compromis entre ces deux contraintes temporelles. Toutefois, contrairement à l'ASO-SH le flux utilisé pour l'optimisation correspond au flux total et non à une partie limitée par la taille de la sous-pupille.

Il semble possible d'améliorer l'algorithme SPGD par plusieurs approches. Tout d'abord, un paramètre  $\gamma$  adaptatif permet de diminuer le temps de convergence de l'algorithme tout en conservant la qualité de correction [Weyrauch-a-01]. Par ailleurs, nous avons montré l'amélioration de la vitesse de convergence pour l'algorithme de Nelder-Mead grâce à une optimisation hiérarchique. Toutefois, le problème de vitesse de convergence subsiste. De plus, les perturbations de phase appliquées aux segments du MD suivent une loi de Bernouilli peu adaptée aux perturbations atmosphériques. L'étude d'une statistique mieux adaptée à la turbulence pourrait améliorer la vitesse de convergence de l'algorithme.

Les performances de la correction de phase restent très en dessous des performances de correction de phase et d'amplitude. Un pilotage à la fois de la phase et de l'amplitude du champ permettrait d'améliorer le gain de la correction.



# Chapitre 9

## Implantation pratique de la pseudo-conjugaison de phase

### Sommaire

---

<b>9.1</b>	<b>Correction de phase et d'amplitude au moyen de deux miroirs déformables</b>	<b>170</b>
9.1.1	Introduction . . . . .	170
9.1.2	Correction de tip-tilt . . . . .	171
<b>9.2</b>	<b>Influence de l'échantillonnage du champ et de la longueur d'onde</b>	<b>175</b>
9.2.1	Principe . . . . .	176
9.2.2	Performances en fonction de l'échantillonnage . . . . .	176
9.2.3	Influence de la longueur d'onde sur la correction optimale . . . . .	179
9.2.4	Conclusion . . . . .	185
<b>9.3</b>	<b>Conjugaison de phase itérative par injection dans des guides d'onde</b>	<b>185</b>
9.3.1	Description du principe de correction . . . . .	186
9.3.2	Injection dans un guide d'onde monomode . . . . .	187
9.3.3	Condition de simulation numérique . . . . .	188
9.3.4	Performances en l'absence de turbulence . . . . .	189
9.3.5	Performances en fonction du diamètre total de la pupille . . . . .	192
9.3.6	Influence du taux de remplissage de la pupille . . . . .	197
<b>9.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>199</b>

---

Nous avons vu chapitre 6 que la précompensation de phase et d'amplitude, permet d'atteindre ce que nous avons qualifié la correction optimale. Les autres types de précompensation, limitées à la correction de la phase, ne permettent pas d'atteindre les mêmes niveaux de performances, notamment en fortes perturbations où les variations d'amplitude ne sont plus négligeables. Dans ce cas, même en effectuant une correction itérative de la phase vraie, la perte de qualité de correction peut être importante. Il n'existe pas, à notre connaissance, de système mettant en œuvre la correction optimale. Nous étudions, dans ce chapitre, différentes solutions d'implantation de la solution optimale (correction itérative de phase et d'amplitude du champ émis). Toutefois, les solutions proposées restent une dégradation de la précompensation optimale parfaite.

Une des solutions envisageables pour moduler la phase et l'amplitude du champ dans la pupille est l'utilisation de deux miroirs déformables. Nous présentons au paragraphe 9.1 une mise en œuvre simple de la correction de phase et d'amplitude basée sur l'utilisation de deux miroirs de tip-tilt. Cette méthode prend avantage de la répartition en tavelures de l'intensité reçue pour concentrer le maximum de flux dans le grain de speckle le plus énergétique. Nous étudions par la suite, au paragraphe 9.2, l'influence de l'échantillonnage du plan de la pupille dans le cadre théorique de la correction optimale. Dans ce même paragraphe, nous investiguons la possibilité d'augmenter la longueur d'onde, permettant de relâcher les contraintes systèmes liées à la turbulence. Finalement, afin de réaliser de manière pratique la conjugaison de phase et d'amplitude itérative, nous proposons au paragraphe 9.3 une implantation de la correction optimale. Celle-ci est réalisée en échantillonnant la pupille par une matrice de guides d'onde monomodes, permettant à la fois de moduler le champ électromagnétique en phase et en amplitude. L'onde ré-émise après correction correspond au champ complexe conjugué de l'onde électromagnétique reçue (principe de correction itérative). Les limitations liées à l'utilisation des guides d'onde monomodes seront également présentées.

## 9.1 Correction de phase et d'amplitude au moyen de deux miroirs déformables

Dans les chapitres précédents, nous avons montré l'intérêt d'une correction modifiant à la fois la phase et l'amplitude du champ. En effet, après avoir évalué les performances des différentes méthodes, notamment les corrections optimales et sous-optimales, nous avons montré en fortes perturbations les limites de la correction basée uniquement sur la phase. Nous avons donc tout à gagner à corriger la phase et l'amplitude. Nous allons proposer dans ce chapitre différents concepts de correction.

### 9.1.1 Introduction

Nous n'avons, jusqu'à présent, présenté aucun système permettant de corriger à la fois la phase et l'amplitude du champ. Nous avons basé notre raisonnement sur une correction parfaite. Afin de réaliser de manière pratique cette correction, certains auteurs [Roggemann-a-98] proposent l'utilisation de deux miroirs déformables. Le premier miroir déformable  $MD_1$  est situé dans un plan conjugué de la pupille  $P$  afin de réaliser le contrôle de la phase. Il est piloté à partir des mesures effectuées par un ASO conjugué de ce plan. Le deuxième miroir  $MD_2$  est situé dans un plan à une distance  $d$  de la pupille.  $MD_2$  permet, par les défauts de phase qu'il introduit, de provoquer, après propagation, une modification de la répartition d'amplitude dans la plan  $P$ . La figure 9.1 présente le schéma de principe de la correction de phase et d'amplitude composée de deux miroirs déformables. Un des obstacles majeur de ce type de correction est l'estimation de la commande à appliquer au second miroir  $MD_2$ , problème qui ne peut être résolu de manière exacte. Afin de circonvenir ce problème, Roggemann propose de positionner  $MD_2$  en champ lointain par rapport au  $MD_1$  et d'utiliser un algorithme de type *phase retrieval*. En faibles

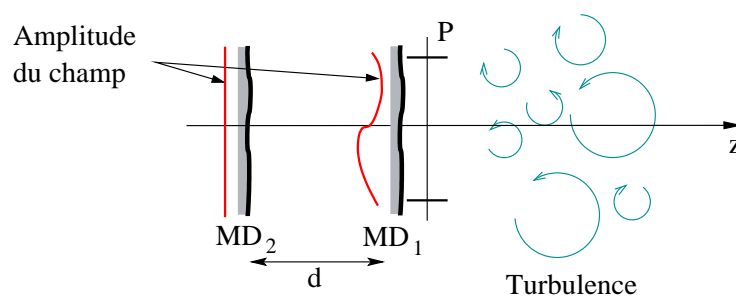


FIGURE 9.1 – Schéma de principe de l'utilisation de deux miroirs déformables  $MD_1$  et  $MD_2$ , pour le pilotage de la phase et de l'amplitude dans le plan de la pupille  $P$ .

perturbations, l'étude menée montre un gain, par rapport au cas correction de phase, d'approximativement 1.5 sur l'amplitude du champ sur l'axe optique. Lorsque les perturbations de phase, distribuées dans le volume, sont suffisamment fortes, les fluctuations d'amplitude du champ qui apparaissent perturbent les mesures de surface d'onde [Mahe-p-00, Voitsekhovich-a-01]. Les problèmes (dislocation de phase, scintillation) rencontrés lors de la mesure de phase en fortes perturbations se retrouvent lors du pilotage de plusieurs  $MD$ . La génération des commandes permettant de piloter les miroirs de manière optimale  $MD_1$  et  $MD_2$  reste donc posée.

## 9.1.2 Correction de tip-tilt

Nous présentons dans ce paragraphe une méthode de précompensation de phase et d'amplitude basée sur une décomposition modale des perturbations. Ce paragraphe présente une mise en œuvre simple de la correction à deux miroirs : la correction se limite à l'utilisation de deux miroirs de tip-tilt.

### 9.1.2.1 Description du principe de correction

Nous avons vu dans les chapitres introductifs que les bas ordres de la turbulence sont les modes les plus énergétiques. Lorsque les perturbations sont faibles, l'effet principal est le déplacement du faisceau (beam wander) et le basculement de l'onde incidente. Nous avons ainsi étudié la possibilité de ne compenser que ces deux effets. La mise en œuvre d'un tel système de correction reste simple dans la pratique. Pour la correction du basculement et le recentrage du faisceau, seuls deux miroirs de tip-tilt sont nécessaires. Le premier placé dans un plan extra-pupillaire sert à centrer le faisceau émis sur le CDG du faisceau reçu dans le plan pupillaire. Le deuxième, dans un plan conjugué de la pupille, réalise la correction de phase. Ces miroirs sont des éléments optiques peu onéreux possédant une bande passante élevée. Le basculement de l'onde est mesuré par un détecteur basse résolution placé dans un plan focal. Le calcul de position nécessite quant à lui un détecteur basse résolution situé dans le plan de la pupille. L'intérêt de la correction de beam wander réside dans le fait que le basculement de l'onde n'est mesuré qu'au niveau où l'intensité du faisceau reçu est maximale. La phase peut être très différente d'un point à l'autre

de la pupille. Il faut donc ré-émettre le faisceau au point de mesure du basculement, c'est-à-dire où l'intensité est maximale. La figure 9.2 illustre l'utilisation des deux miroirs de tip-tilt pour déplacer le faisceau au niveau de l'intensité reçue maximale (par l'intermédiaire de  $MD_2$ ), puis sa correction de phase (par l'intermédiaire de  $MD_1$ ).

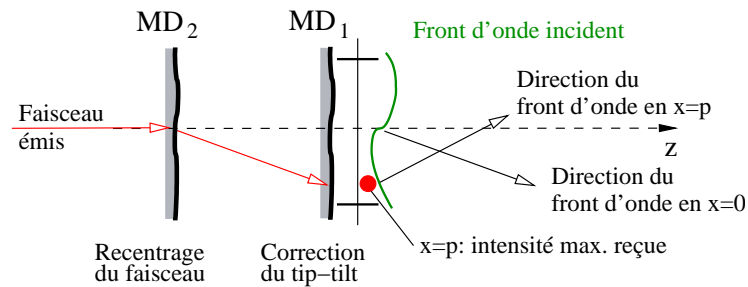


FIGURE 9.2 – Illustration de l'utilisation de deux miroirs de tip-tilt pour le déplacement du faisceau puis sa correction de phase.

La position optimale du faisceau à l'émission est calculée à partir du grain de scintillation le plus énergétique provenant d'un faisceau contra-propagatif. La correction consiste donc à ne corriger qu'un seul grain de scintillation et à concentrer toute l'énergie émise dans celui-ci. Ceci permet d'exploiter le principe de conjugaison de phase sur une portion réduite du plan d'émission. La figure 9.3 présente la répartition d'intensité dans le plan de la pupille  $T_2$  après propagation à travers la turbulence d'un faisceau émis depuis  $T_1$ . La figure 9.3 présente à la fois

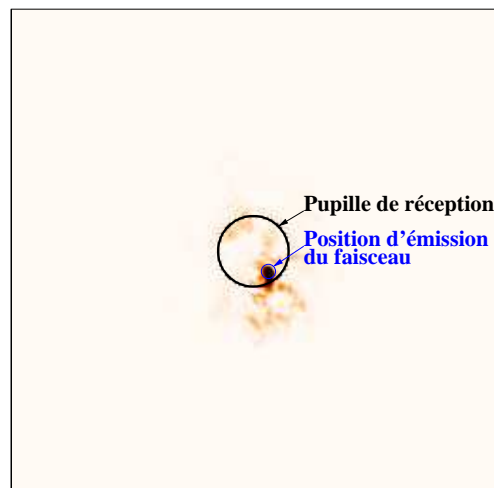


FIGURE 9.3 – Illustration de la répartition d'intensité dans le plan de réception avec position d'émission du faisceau à l'itération suivante.

la pupille  $T_2$  ainsi que la position à laquelle sera émis, en sens contraire, le faisceau depuis  $T_2$ .

Le calcul de la position du grain de scintillation le plus énergétique est effectué par CDG seuillé, permettant en outre de limiter l'impact du bruit sur les mesures. Le calcul du centre de gravité est pondéré par une fonction (type top hat) afin de favoriser une répartition d'énergie minimisant l'effet de troncature par la pupille [Zhao-p-08]. Cette force de rappel permet de favoriser les configurations d'émission proches de l'axe optique. A partir de cette position, nous recentrons le faisceau d'émission pour le confondre avec la position calculée précédemment. En première approximation, nous considérons la distribution d'intensité du faisceau émis comme gaussienne. Une optimisation de la taille du faisceau d'émission sera présentée au paragraphe suivant. Afin d'améliorer les performances de la correction, nous utilisons une correction itérative entre les deux extrémités de la liaison  $T1$  et  $T2$ . Nous résumons ici l'algorithme utilisé pour les simulations numériques :

- Emission d'un faisceau initial gaussien divergent du télescope  $T1$  vers  $T2$ . Le faisceau divergent permet une accroche plus rapide du système.
- Calcul de la position  $p$  où l'énergie est maximale sur la pupille de réception  $T2$ .
- Mesure du tip-tilt (basculement) global sur la pupille de réception.
- Emission de  $T2$  vers  $T1$  sur un faisceau précompensé en tip-tilt et positionné en  $p$ . Le faisceau est collimaté et sa taille  $w_0$  est optimisée.
- A partir de cet instant la correction itérative est mise en place et les deux télescopes émettent un faisceau collimaté re-positionné. Le calcul du recentrage s'effectue donc à chaque itération.

### 9.1.2.2 Influence de la taille du faisceau

La figure 9.4 illustre les répartitions d'intensité dans le plan du télescope  $T1$  pour différentes méthodes de correction. La force de turbulence considérée est de  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  et la réalisation de turbulence choisie semble être un cas très favorable pour la correction de tip-tilt avec recentrage de faisceau. La première itération représente une propagation sans correction (à gauche sur la figure). L'intensité collectée pour cette réalisation de turbulence est de  $I_{\text{sans corr}} = 0.33$ . Le premier type de correction (partie supérieure de la figure) montre une correction de phase et d'amplitude itérative optimale, présentée chapitre 6. Elle permet la meilleure qualité de correction possible :  $I_9 = 0.83$  (seules les 4 premières itérations sont représentées sur la figure). La correction sous-optimale de phase (partie centrale de la figure), présentée chapitre 6.2, et la correction avec recentrage de faisceau (partie inférieure de la figure) donnent ici des résultats similaires, permettant d'augmenter l'intensité reçue à  $I_9 = 0.55$  (après 9 itérations). Ces résultats sont issus d'une simulation numérique utilisant les mêmes écrans turbulents, permettant une comparaison directe entre les différents cas de correction.

L'optimisation de la taille  $w_0$  du faisceau émis après recentrage, est présentée figure 9.5. Cette optimisation est basée à la fois sur l'intensité moyenne (à gauche sur la figure) et sur les fluctuations d'intensité normalisées (à droite sur la figure). Le faisceau est considéré comme collimaté car l'influence de la focalisation est faible. La distance de propagation est de  $L = 10 \text{ km}$ , la longueur d'onde de  $\lambda = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$  et le diamètre des pupilles  $T1$  et  $T2$  de  $D = 25 \text{ cm}$ . Nous étudions deux forces de turbulence :  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$  et  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ .

Dans le cas  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ , la taille du waist à l'émission, maximisant les valeurs des



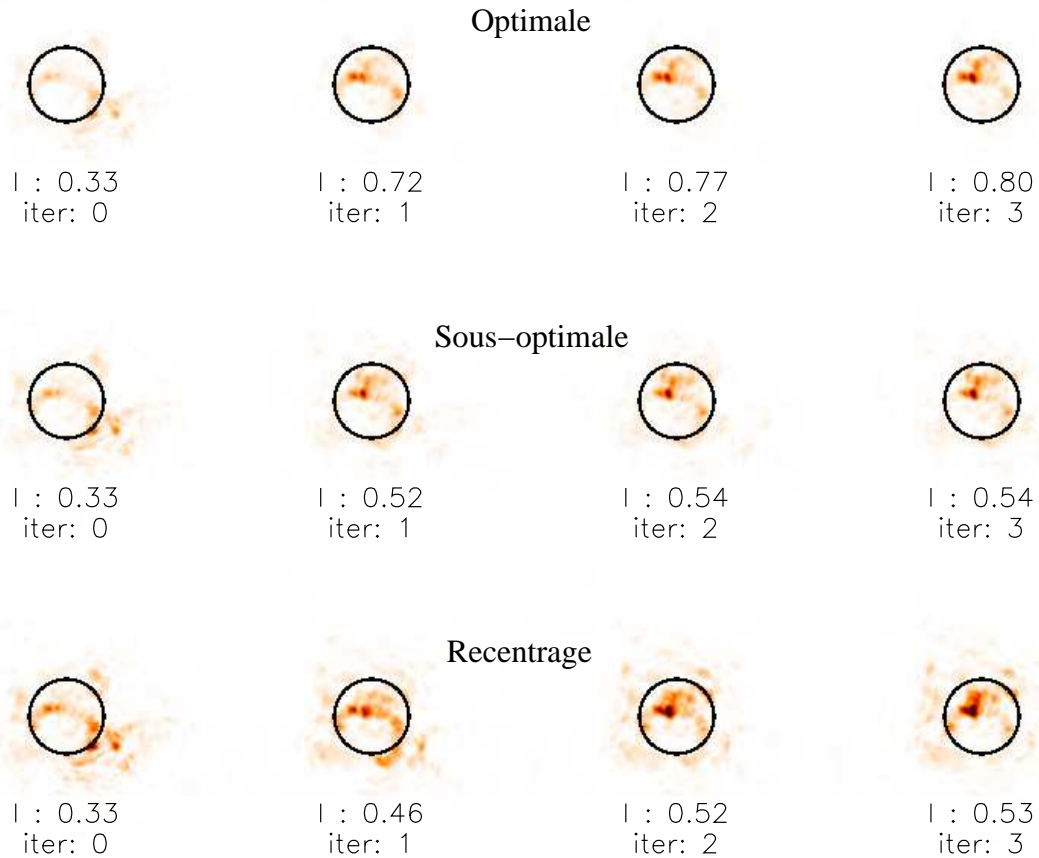


FIGURE 9.4 – Répartition d'intensité dans le plan du télescope  $T1$ . De haut en bas : correction optimale, correction sous-optimale de phase, correction du tip-tilt avec recentrage de faisceau. La pupille, représentée en noir, a pour diamètre  $D = 0,25$  m et  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ .

deux métriques, se situe entre 5 et 7 cm. Lorsque la taille du faisceau est trop petite, la divergence naturelle induit une forte perte du flux par la troncature de la pupille de réception. Inversement, lorsque la taille du faisceau est grande, l'énergie est distribuée sur une surface beaucoup plus importante que la taille d'un speckle. La correction, limitée au basculement, n'est alors plus justifiée.

Pour  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ , la correction par recentrage du faisceau ne permet pas d'améliorer la qualité de la liaison de façon significative et ce quel que soit  $w_0$ . En l'absence de correction, nous avons  $\langle I \rangle = 0.26$  (resp.  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = 0.56$ ). Après correction ces valeurs deviennent respectivement  $\langle I \rangle = 0.4$  et  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = 0.3$ . Malgré la réduction d'un facteur proche de 2, nous n'atteignons pas le niveau souhaité pour la réduction des fluctuations d'intensité.

### Conclusion

La stratégie de correction présentée ici s'appuie sur le recentrage du faisceau et la correction

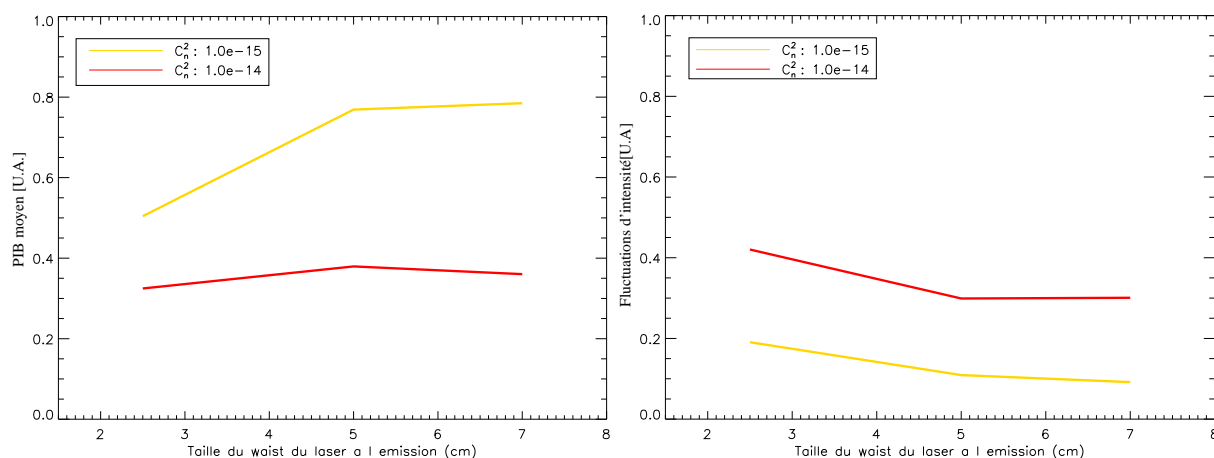


FIGURE 9.5 – Evolution de l'intensité moyenne (gauche) et des fluctuations d'intensité normalisées (droite) en fonction de la taille du faisceau d'émission dans le cas de la correction de deux tip-tilt par télescope. Deux forces de turbulence :  $C_n^2 = 10^{-15}m^{-2/3}$  (en rouge) et  $C_n^2 = 10^{-14}m^{-2/3}$  (en jaune).

du tip-tilt à chaque itération. La position du faisceau gaussien émis correspond à la position du speckle le plus énergétique de l'onde reçue. Nous avons vu que la mise en œuvre est simple car elle n'utilise que deux miroirs de pointage. Une force de rappel favorisant la position du faisceau au centre de la pupille permet de minimiser les effets liés à la troncature. Nous avons réalisé une étude statistique par l'intermédiaire de réalisations de turbulence décorréelées. Nous avons constaté que certains cas de turbulence étaient très favorables tandis que d'autres ne l'étaient pas (peu ou pas de speckle très énergétique dans la pupille). La qualité de la correction reste insuffisante dans le cadre applicatif des LOA.

## 9.2 Influence de l'échantillonnage du champ et de la longueur d'onde

Lorsque la turbulence augmente au-delà du régime des faibles perturbations, on voit apparaître des enroulements et des dislocations de phase. De plus, la scintillation augmente, entraînant une forte variabilité spatiale et temporelle de l'amplitude du champ. L'analyse basée sur une décomposition modale de la phase ou de l'amplitude perd alors son sens. Il devient intéressant de piloter phase et amplitude de manière zonale. Ce paragraphe présente l'étude de l'influence du nombre d'éléments permettant de piloter la phase et l'amplitude dans la pupille sur la correction optimale. Nous présentons dans ce chapitre, d'une part, l'influence de l'échantillonnage du champ sur la correction optimale et d'autre part l'influence de la longueur d'onde. Nous rappelons dans le tableau 9.1 les valeurs de  $\sigma_R^2$  et  $\rho_0$  pour les deux longueurs d'onde que nous allons étudier dans ce chapitre :  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 4 \mu\text{m}$ .

$C_n^2$	$10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$	$10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$	$10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$	$7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$
$\sigma_R^2 (\lambda = 1.5 \text{ } \mu\text{m})$	0.14	1.4	14	98.6
$\sigma_R^2 (\lambda = 4 \text{ } \mu\text{m})$	0.04	0.45	4.49	31.4
$\rho_0 (\lambda = 1.5 \text{ } \mu\text{m})$	14.3 cm	3.6 cm	0.9 cm	0.3 cm
$\rho_0 (\lambda = 4 \text{ } \mu\text{m})$	46.3 cm	11.6 cm	2.9 cm	0.9 cm

TABLE 9.1 – Comparaison des valeurs de  $\sigma_R^2$  et  $\rho_0$  à  $\lambda = 1.5 \text{ } \mu\text{m}$  et  $\lambda = 4 \text{ } \mu\text{m}$ .

### 9.2.1 Principe

La figure 9.6 présente le schéma de principe du calcul du champ dans la pupille après correction d'un nombre fini d'éléments de mesure et d'émission. Nous supposons qu'un élément de mesure effectue une évaluation du champ moyen incident sur la surface qui le caractérise. Nous verrons ultérieurement comment justifier cette hypothèse. Nous passons ici d'une pupille possédant  $N = 16$  éléments correcteurs à  $N = 4$ . De manière pratique, afin de sous-échantillonner le

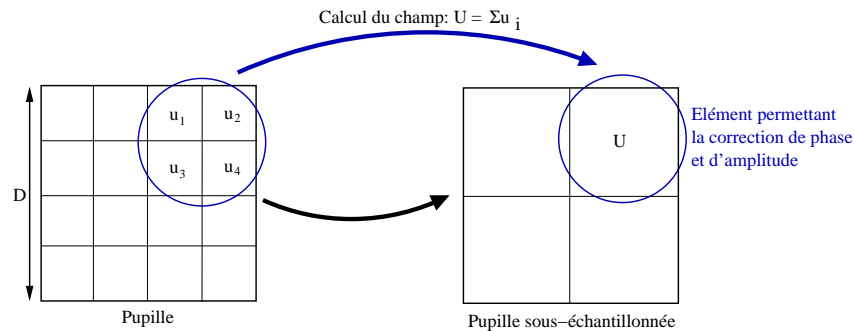


FIGURE 9.6 – Schéma de principe du calcul du champ dans la pupille après correction.

nombre d'éléments dans la pupille par rapport à la correction optimale, nous calculons le champ moyen  $U$  à partir de la somme des champs  $u_i$  présents dans la pupille initiale :

$$U = \sum_{i=0}^n u_i$$

Chaque élément d'émission est supposé capable d'émettre un champ spatialement uniforme sur la surface qui le caractérise. La phase et l'amplitude de ce champ sont déterminées à partir de la phase et de l'amplitude évaluées par l'élément de mesure correspondant. La largeur  $D$  de la pupille est conservée. Sans perte de généralité, nous prenons une pupille à géométrie carrée.

### 9.2.2 Performances en fonction de l'échantillonnage

Nous étudions dans un premier temps les performances à  $\lambda = 1.5 \text{ } \mu\text{m}$ . La figure 9.9 présente l'évolution du PIB moyen (partie gauche de la figure) et des fluctuations d'intensité (partie de

droite) en fonction du nombre de points d'action  $N$  permettant de piloter la phase et l'amplitude du champ. La pupille carrée fait approximativement  $D = 23.5$  cm de côté. D'après la figure 6.8 présentant l'évolution de la qualité de correction en fonction de la taille de la pupille, la valeur de  $D$  permet de se placer dans un régime au-delà de  $L_F = \sqrt{\lambda L} = 12$  cm.  $L_F$  avait été identifiée comme la dimension minimale permettant l'établissement d'un mode de propagation en faibles perturbations. Il est clair que l'augmentation de  $N$  permet l'amélioration de la qualité de correc-

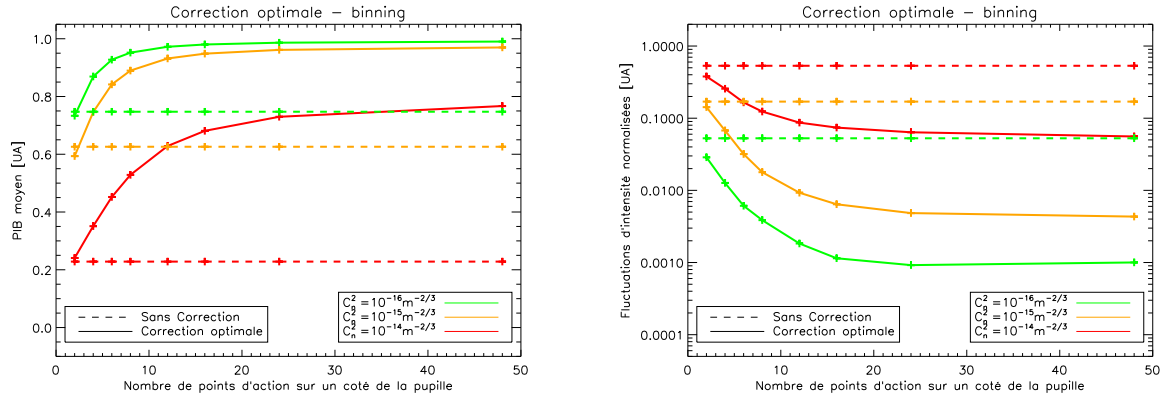


FIGURE 9.7 – Evolution du PIB moyen (gauche) et des fluctuations d'intensité (droite) en fonction du nombre d'éléments de correction et de la force de la turbulence.  $D = 23.5$  cm.

tion pour les deux métriques étudiées : le PIB moyen et les fluctuations d'intensité. A partir d'un certain nombre d'éléments  $N_{sat}$ , la qualité de correction sature. La saturation semble arriver plus tôt pour le PIB moyen que pour les fluctuations. En fait, pour les fluctuations d'intensité, le palier ne semble pas lié à la force de la turbulence. Il se situe autour d'une vingtaine d'actuateurs. Plus la turbulence est faible, plus la saturation de l'intensité moyenne arrive pour un  $N$  petit. Ceci s'explique par le fait que  $\rho_0$  augmente lorsque  $C_n^2$  diminue. Il est ainsi possible de relâcher les contraintes d'échantillonnage spatial du plan pupillaire.

Nous évaluons, à la figure 9.8, le rapport de l'intensité moyenne en fonction de  $N$  par l'intensité moyenne à  $N$  infini  $\frac{\langle I \rangle(N)}{\langle I \rangle(N=\infty)}$  (partie gauche), ainsi que le rapport  $\frac{\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}(N)}{\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}(N=\infty)}$  (partie droite) pour les fluctuations d'intensité. Ces rapports peuvent être assimilés à une perte liée à l'échantillonnage de la pupille.

Le tableau 9.2 rappelle les valeurs de  $\frac{D}{\rho_0}$  en fonction de la force de la turbulence et indique le nombre d'éléments de correction nécessaire pour atteindre la saturation pour l'intensité moyenne et les fluctuations d'intensité.

Nous constatons que pour  $N \propto \left(\frac{D}{\rho_0}\right)^2$  (où  $N$  est le nombre d'éléments de correction), nous n'avons pas les mêmes performances pour les trois cas de turbulence. En effet, les valeurs obtenues pour  $N = \left(\frac{D}{\rho_0}\right)^2$  ne sont pas suffisantes pour atteindre la saturation ni pour  $\langle I \rangle$  ni pour les fluctuations d'intensité. Ceci indique que l'estimation de l'échantillonnage ne peut pas être évalué à partir de cette grandeur. L'évaluation des performances par le biais de simulations nu-

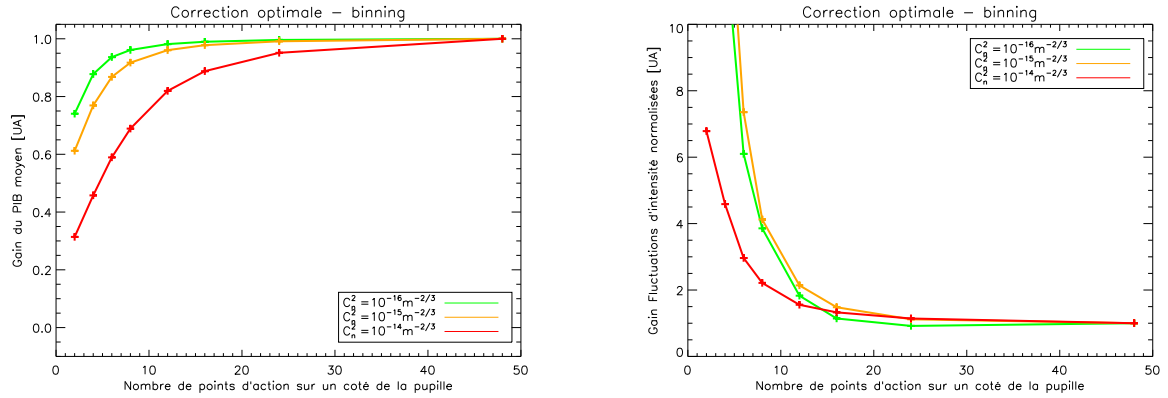


FIGURE 9.8 – Evolution du PIB moyen (gauche) et des fluctuations d'intensité (droite) en fonction du nombre d'éléments de correction et de la force de la turbulence.

$C_n^2$	$10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$	$10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$	$10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$
$\frac{D}{\rho_0}$	1.6	6.5	26
$N_{sat}$ sur l'intensité	$16 \times 16$	$24 \times 24$	$> 48 \times 48$
$N_{sat}$ sur les fluctuations	$24 \times 24$	$24 \times 24$	$24 \times 24$

TABLE 9.2 – Rappel des valeurs de  $\frac{D}{\rho_0}$  à  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et  $D = 23.5 \text{ cm}$  en fonction de la force de la turbulence et du nombre d'éléments nécessaire permettant d'atteindre la saturation.

mériques est indispensable. Nous rappelons ici que le dimensionnement d'une optique adaptative avec comme paramètre dimensionnant  $\rho_0$  n'est valable que pour la première itération de la correction. Les corrections successives du champ modifiant à la fois la statistique des perturbations de phase et d'amplitude changent le nombre d'éléments de correction nécessaire.

Nous présentons figure 9.9 l'évolution de l'intensité moyenne et des fluctuations d'intensité en fonction du nombre d'itérations entre les extrémités de la liaison,  $T1$  et  $T2$ . Elle permet d'illustrer l'efficacité de correction pour différents nombre d'éléments de correction  $N$ . La convergence semble atteinte après un nombre limité d'itérations ( $< 5$ ). Seuls les cas à grand nombre de degrés de liberté prennent plus de temps. Abaisser le nombre d'éléments de correction a le double avantage de : faciliter la correction et diminuer le temps de convergence du processus itératif de correction.

Afin d'atteindre un niveau de performance acceptable, nous devons limiter les fluctuations d'intensité à  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} < 0.1$ , pour tous les niveaux de turbulence. Dans les cas traités, cela conduit à disposer d'un système comportant au minimum  $N = 10 \times 10$  éléments de correction. Cette configuration conduit à une intensité moyenne de  $\langle I \rangle \simeq 0.55$  pour le pire cas de turbulence.

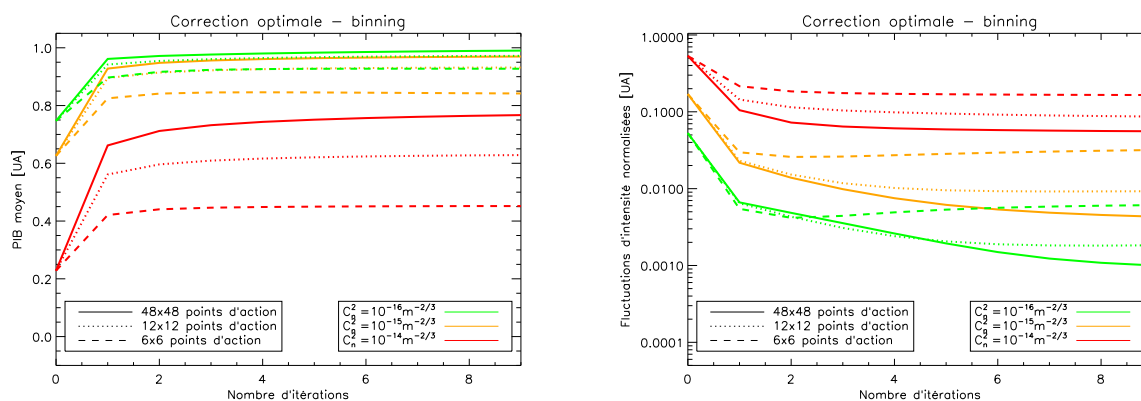


FIGURE 9.9 – Evolution du PIB moyen (gauche) et des fluctuations d'intensité (droite) en fonction du nombre d'itérations, de la force de la turbulence et du nombre de points d'action de phase et d'amplitude.

### 9.2.3 Influence de la longueur d'onde sur la correction optimale

Nous avons étudié au chapitre 6.1 la correction optimale pour une longueur d'onde  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ . Celle-ci correspond à une fenêtre atmosphérique et à une longueur d'onde classiquement utilisée en télécommunication. Nous avons examiné l'influence du diamètre de la pupille ainsi que de la force de la turbulence. Le moyen infrarouge entre  $3 < \lambda < 5 \mu\text{m}$  est généralement considéré comme une fenêtre atmosphérique à faible atténuation. De plus, l'augmentation de la longueur d'onde est favorable vis-à-vis de l'impact de la turbulence. Toutefois, le gain de l'utilisation d'une longueur d'onde située vers  $\lambda = 4 \mu\text{m}$  reste à quantifier.

Malgré ces avantages, un certain nombre de questions se pose quant à la transposition des résultats obtenus à  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  vers  $\lambda = 4 \mu\text{m}$ . La longueur d'onde étant différente, l'influence de la diffraction le sera également. Les paramètres du système (tailles des pupilles, distance de propagation atteignable, taille du faisceau, ...) seront modifiés. De plus, l'implantation de système de télécommunications de type LOA pour  $\lambda = 4 \mu\text{m}$ , pose actuellement des défis d'ordre technologique (source laser, détecteur matriciel, ...). La question posée par ce paragraphe est le gain théorique attendu par le passage à des longueurs d'ondes plus élevées.

#### 9.2.3.1 Influence de la force de la turbulence

Nous étudions dans ce paragraphe une correction optimale de phase et d'amplitude pour  $\lambda = 4 \mu\text{m}$ . Nous avons vu que la répartition initiale de phase ou d'intensité n'a pas d'impact sur les métriques étudiées, PIB moyen et fluctuations résiduelles, après convergence. En effet, la correction optimale permet de modifier à la fois la phase et l'amplitude du champ. Nous utilisons par la suite les paramètres optimum de la gaussienne obtenus à  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ .

Nous étudions, premièrement, à la figure 9.10, pour trois forces de turbulences, l'évolution des deux métriques  $\langle I_i \rangle$  et  $\frac{\sigma_{I_i}}{\langle I_i \rangle}$  en fonction du nombre d'itérations  $i$ . Le diamètre de la pupille

est  $D = 30$  cm. Les valeurs finales des deux métriques, après convergence de la correction optimale, dépendent fortement de la force de  $C_n^2$ . On observe que, pour les faibles perturbations ( $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ ), la correction optimale ne permet pas d'atteindre le PIB maximal. En effet, la taille de la pupille est trop petite pour le permettre. Pour les trois cas de turbulence les plus faibles, la correction optimale à  $\lambda = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$  (cf. figure 6.6) donne de meilleurs résultats qu'à  $\lambda = 4 \text{ }\mu\text{m}$ . Toutefois, lorsque la turbulence augmente encore ( $C_n^2 = 7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ ), la correction à  $\lambda = 4 \text{ }\mu\text{m}$  permet d'obtenir un PIB légèrement plus élevé ( $\langle I \rangle = 0.4$  (contre 0.34 pour  $\lambda = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$ ) tout en conservant des valeurs identiques de fluctuations d'intensité.

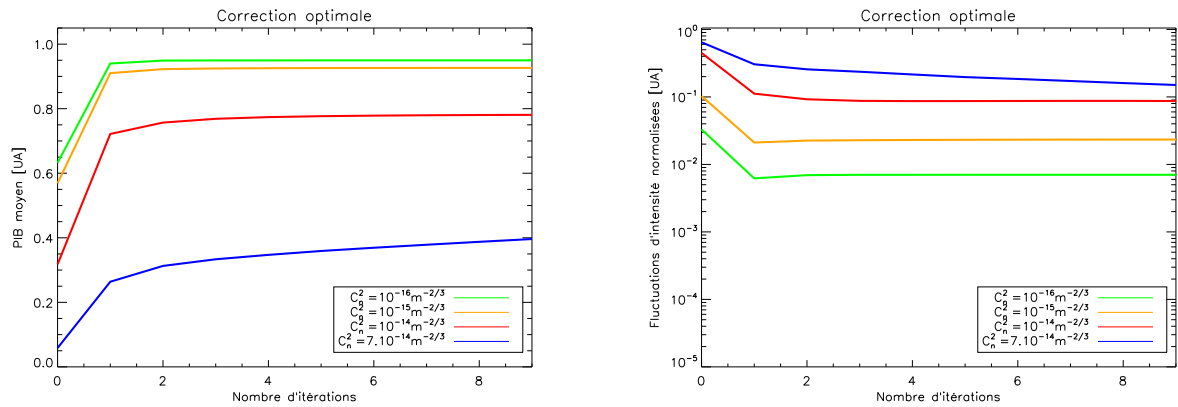


FIGURE 9.10 – Efficacité de la correction optimale en fonction de l'itération. Distance de propagation de 10 km,  $\lambda = 4 \text{ }\mu\text{m}$ . Verte :  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ , orange :  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ , rouge :  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  et bleu :  $C_n^2 = 7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ . Gauche : PIB moyen en fonction des itérations. Droite : fluctuations d'intensité normalisées en fonction des itérations.  $D = 30$  cm.

Nous avons également caractérisé les fluctuations résiduelles du PIB. Quel que soit le régime de turbulence, une réduction d'un facteur supérieur à 4 est observé au bout de 10 itérations. Ce facteur est relativement constant à travers l'ensemble des forces de turbulence étudiées ici. En ce qui concerne la vitesse de convergence, si une itération est suffisante dans le cas des faibles perturbations, pour le PIB moyen, il apparaît qu'un nombre supérieur d'itérations soit nécessaire pour les autres cas, notamment pour  $C_n^2 = 7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ . La même constatation avait été obtenue à  $\lambda = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$ , où le nombre d'itérations nécessaire à la convergence augmentait avec le  $C_n^2$ . Toutefois, le nombre d'itérations nécessaire semble légèrement plus faible qu'à  $\lambda = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$  pour les faibles turbulence. Cela diminue les contraintes sur la bande passante du système de correction.

### 9.2.3.2 Influence du diamètre de la pupille

Nous avons constaté lors de l'étude à  $\lambda = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$  que la qualité de correction dépend de la taille des pupilles et de la distance de propagation. Toute chose étant égale par ailleurs, celle-ci va également dépendre de la longueur d'onde. La figure 9.11 présente l'évolution des métriques

en fonction du diamètre des pupilles pour une longueur d'onde de  $\lambda = 4 \mu\text{m}$  (haut) et  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  (bas). Nous rappelons ici, que la grandeur caractéristique  $L_F = \sqrt{\lambda L} = 20 \text{ cm}$  à  $\lambda =$

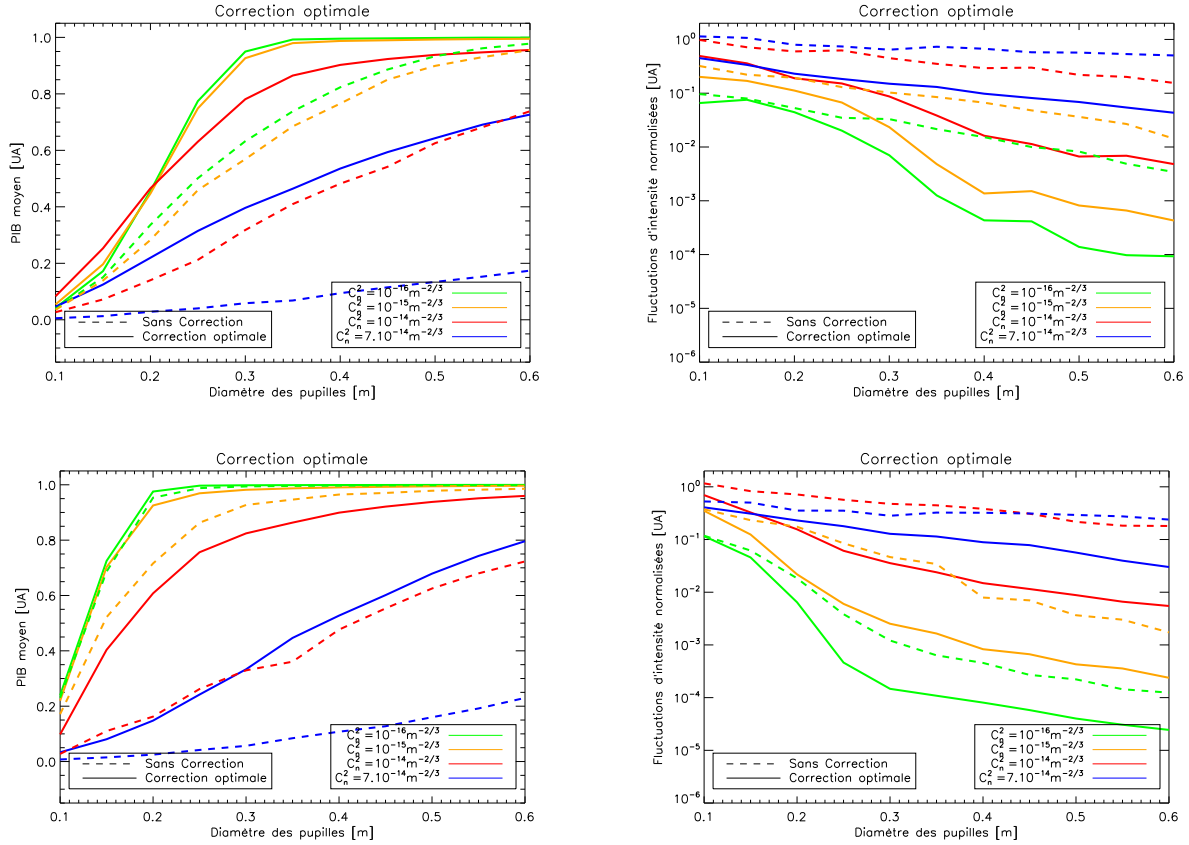


FIGURE 9.11 – Efficacité de la correction optimale en fonction du diamètre des télescopes pour différentes forces de turbulence et deux longueurs d'onde. La distance de propagation est de 10 km avec  $\lambda = 4 \mu\text{m}$  (haut) et  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  (bas). Vert :  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ , orange :  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ , rouge :  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  et bleu :  $C_n^2 = 7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ . Traits pleins : correction optimale, pointillés : pas de correction. Gauche : PIB, droite : fluctuations d'intensité normalisées.

$4 \mu\text{m}$  ( $L_F = 12 \text{ cm}$  à  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ ) avait été identifiée comme le paramètre déterminant la taille minimale de la pupille. C'est pour cette raison que l'on observe à  $\lambda = 4 \mu\text{m}$  l'apparition d'un mode de propagation pour un diamètre plus grand dans le cas diffractif (cas de faibles turbulence,  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$  et  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ ) que pour les longueurs d'onde plus faibles. Nous observons comme précédemment qu'à partir de  $D = 2L_F$  la correction en termes de PIB est parfaite. Au-delà de cette valeur, la diminution des fluctuations d'intensité reste toutefois importante.

Pour les cas de fortes perturbations, c'est-à-dire ici  $\sigma_R^2 = 4.5$  et  $\sigma_R^2 = 31.4$ ,  $L_F$  est remplacé par le rapport  $\frac{\lambda L}{\pi \rho_0} \propto L^{8/5} \lambda^{-1/5}$ . Ce rapport est peu sensible à la longueur d'onde, mais dépend



fortement de la distance de propagation. Il n'est donc pas attendu, pour ces cas de turbulence, d'amélioration importante du PIB à  $D$  constant avec l'augmentation de la longueur d'onde. Ainsi seul le cas  $C_n^2 = 7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  permet une légère amélioration du PIB. Par contre, l'apparition de la saturation apparaît beaucoup tard car  $\sigma_R^2$  dépend de la longueur d'onde. L'augmentation de la longueur d'onde diminue très légèrement les fluctuations sans correction. Avec la correction optimale, les deux longueurs d'onde semblent donner la même qualité de correction en termes de fluctuations résiduelles pour les cas de fortes turbulences.

### 9.2.3.3 Densité de probabilité

La figure 9.12 met en évidence l'évolution de la PDF en fonction de la taille de la pupille, de la force de la turbulence et de la correction. Nous présentons, d'une part, le résultats à  $\lambda = 4 \text{ } \mu\text{m}$  en l'absence de correction (partie haute de la figure), et d'autre part, l'effet de la correction optimale (partie basse de la figure). La PDF est présentée pour deux diamètres de pupille :  $D = 30 \text{ cm}$  (gauche) et  $D = 40 \text{ cm}$  (droite).

En comparant ces résultats à ceux obtenus à la figure 6.10 pour un diamètre de  $D = 30 \text{ cm}$  et une longueur d'onde de  $\lambda = 1.5 \text{ } \mu\text{m}$ , il semble qu'aucune amélioration ne soit attendue en passant à des longueurs plus grandes. Seuls les cas de très fortes perturbations permettent de voir l'amélioration apportée par le changement de longueur d'onde.

### 9.2.3.4 Influence de l'échantillonnage

Nous venons de voir l'influence de la modification de la longueur d'onde sur le PIB moyen et les fluctuations d'intensité normalisées. A diamètre de pupille et à distance de propagation constants, celle-ci ne semble pas améliorer les performances. Toutefois, l'intérêt de passer à  $\lambda = 4 \text{ } \mu\text{m}$  ne réside pas que dans l'amélioration de l'efficacité mais également dans le relâchement des contraintes de mise en œuvre par OA. La figure 9.13 présente l'influence de l'échantillonnage sur les performances de la correction optimale. Pour pouvoir comparer les résultats au cas  $\lambda = 1.5 \text{ } \mu\text{m}$ , nous choisissons une pupille carrée de  $D = 23.5 \text{ cm}$ . Malheureusement, cette taille est trop petite pour pouvoir atteindre des fluctuations d'intensité inférieures à 0.1 pour le cas  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ . Toutefois, nous observons que la saturation des fluctuations d'intensité arrive beaucoup plus tôt :  $N_{sat} = 6$  quelle que soit la force de la turbulence.

La limitation du diamètre de l'optique est trop importante pour permettre de satisfaire à la condition  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} < 0.1$  avec une pupille de  $D = 23.5 \text{ cm}$ . Nous présentons, figure 9.14, l'influence de la correction optimale en fonction de l'échantillonnage pour une pupille de diamètre  $D \simeq 49 \text{ cm}$ . Les difficultés de mise en œuvre liées à l'utilisation d'un grand diamètre de télescope sont compensées par la diminution importante du nombre d'éléments de correction nécessaire. En effet, il suffit de disposer de  $N = 8 \times 8$  points de correction pour passer de  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} < 0.32$  à  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} < 0.06$ . Si l'on fixe  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = 0.1$  comme limite, un dispositif de  $N = 5 \times 5$  est déjà suffisant. Nous rappelons que les résultats obtenus pour  $\lambda = 1.5 \text{ } \mu\text{m}$  nous avaient permis d'établir  $N = 10 \times 10$  comme le système minimum permettant d'atteindre cette valeur. L'utilisation de  $5 \times 5$  éléments de correction permet de disposer d'une intensité moyenne  $\langle I \rangle \simeq 0.65$ . La valeur sans correction

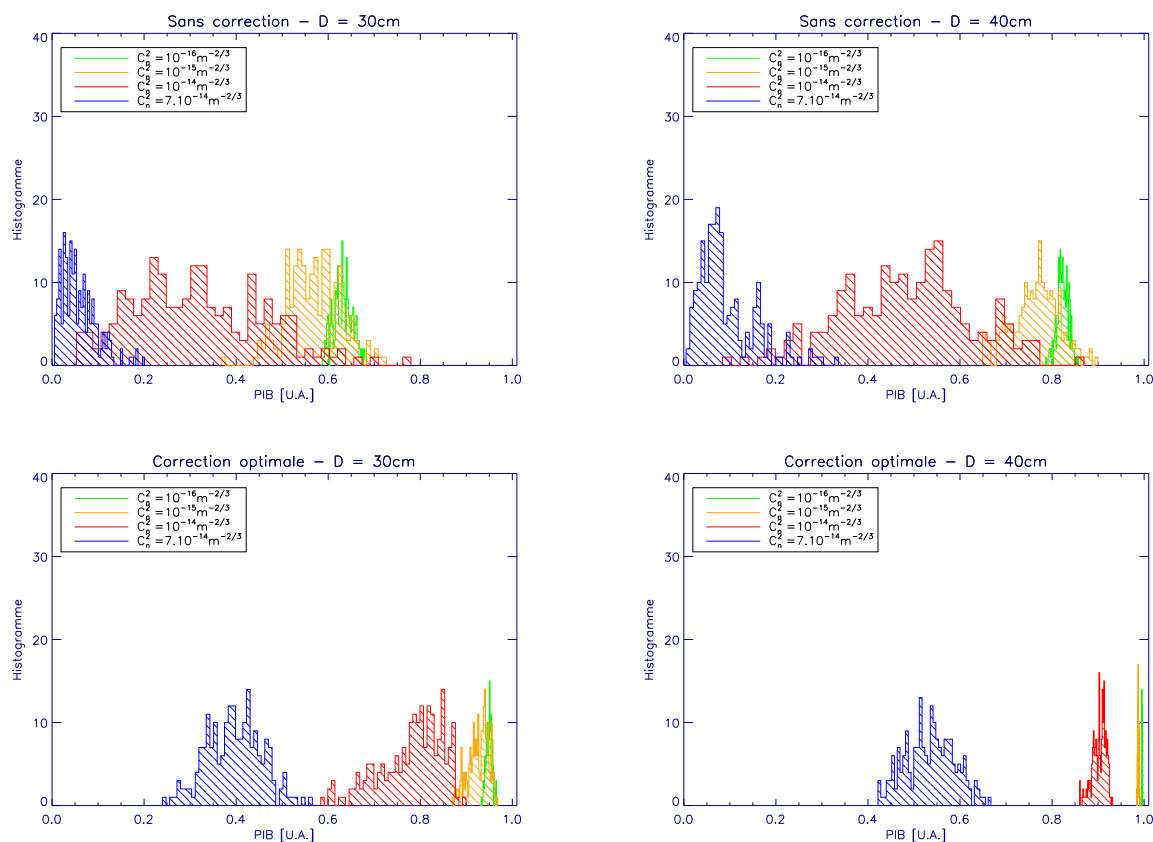


FIGURE 9.12 – Evolution de la fonction densité de probabilité de l'intensité en fonction de la taille de la pupille, de la force de la turbulence et de la correction. Haut : pas de correction ; bas : correction optimale. Le diamètre de la pupille est de  $D = 30$  cm (gauche) et  $D = 40$  cm (droite). La distance de propagation est de 10 km, la longueur d'onde de  $\lambda = 4 \mu\text{m}$ .

est de  $\langle I \rangle = 0.51$ . La valeur de l'intensité moyenne avec correction est légèrement plus élevée que pour  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ , où cette valeur est de  $\langle I \rangle = 0.60$ .

Lorsque l'on augmente la longueur d'onde de  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  à  $\lambda = 4 \mu\text{m}$ ,  $N$  passe d'approximativement d'une centaine d'éléments à 25, soit un facteur 4. Nous rappelons ici, qu'en changeant la longueur d'onde,  $\left(\frac{D}{\rho_0}\right)^2$  est divisé par un facteur 9. La surface élémentaire de correction, entre la correction à  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et à  $\lambda = 4 \mu\text{m}$ , n'est multipliée que par un facteur 4. Bien que le diamètre de la pupille ne soit pas identique pour les deux cas étudiés, nous constatons donc, que  $\rho_0$  n'est pas le facteur dimensionnant le nombre d'éléments de correction. De plus, il ne semble pas non plus permettre de justifier la diminution de  $N$  due au changement de longueur d'onde. Bien que le paramètre  $\rho_0$  semble approprié en l'absence d'itérations, celui-ci perd de son intérêt lors de la mise en place d'un système de correction implantant une correction itérative optimale.

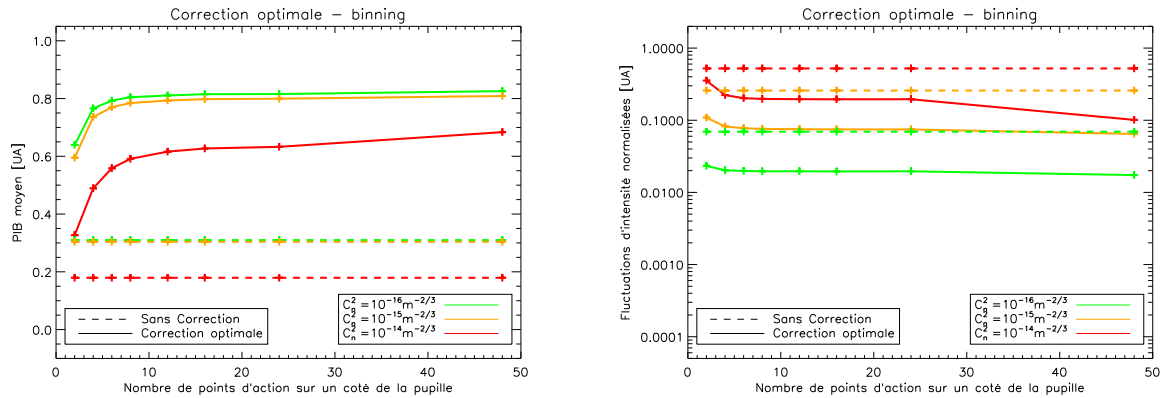


FIGURE 9.13 – Evolution du PIB moyen (gauche) et des fluctuations d'intensité (droite) en fonction du nombre d'éléments de correction de phase et d'amplitude et de la force de la turbulence. Pupille carrée de  $D = 23.5$  cm et  $\lambda = 4$   $\mu\text{m}$ .

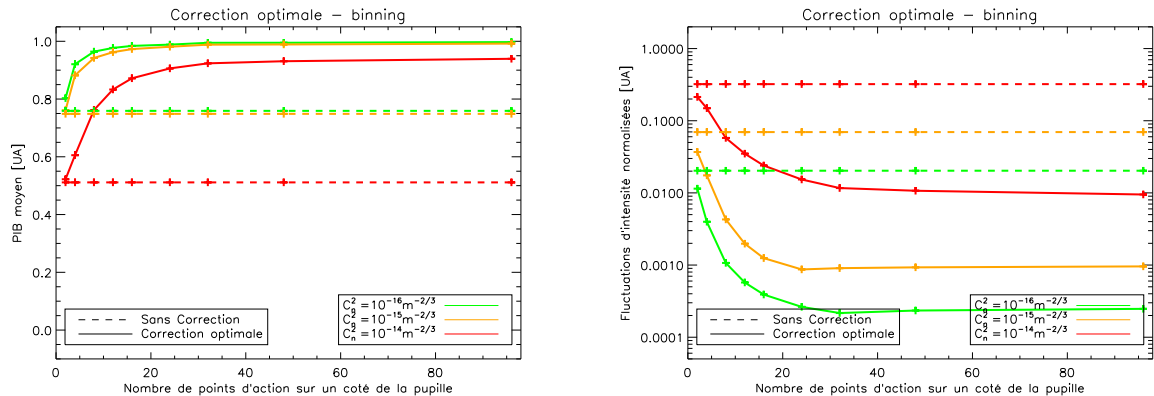


FIGURE 9.14 – Evolution du PIB moyen (gauche) et des fluctuations d'intensité (droite) en fonction du nombre d'éléments de correction de phase et d'amplitude et de la force de la turbulence. Pupille carrée de  $D \simeq 49$  cm et  $\lambda = 4$   $\mu\text{m}$ .

Nous présentons figure 9.15 l'évolution de l'intensité moyenne et des fluctuations d'intensité en fonction du nombre d'itérations entre les extrémités de la liaison,  $T1$  et  $T2$ . La convergence semble atteinte après un nombre limité d'itérations ( $< 5$ ). Seuls les cas à grand nombre de degrés de liberté prennent plus de temps. Le comportement pour les deux longueurs d'onde étudiées est identique.

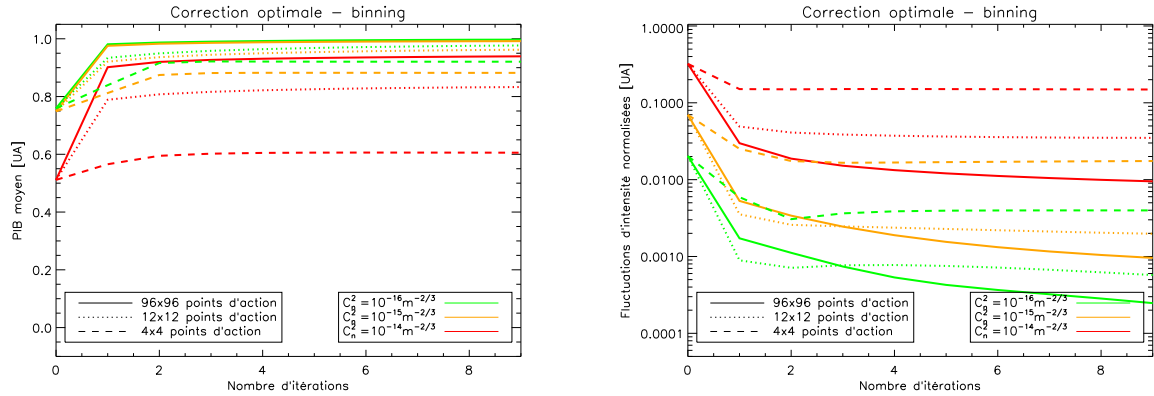


FIGURE 9.15 – Evolution du PIB moyen (gauche) et des fluctuations d'intensité (droite) en fonction du nombre d'itérations, de la force de la turbulence et du nombre de points d'action de phase et d'amplitude. Pupille carrée de  $D \simeq 49$  cm et  $\lambda = 4$   $\mu$ m.

## 9.2.4 Conclusion

Nous avons, dans ce paragraphe, présenté l'influence de la longueur d'onde sur la correction optimale. Nous avons vu que le paramètre dimensionnant  $\sqrt{\lambda L}$ , accru par l'augmentation de la longueur d'onde, nécessite l'accroissement du diamètre des télescopes afin de conserver les performances obtenues à  $\lambda = 1.5$   $\mu$ m. Malgré cet impact négatif lié à la diffraction, l'étude de l'influence du nombre d'éléments requis montre une forte diminution de celui-ci. Le changement de longueur d'onde, nous permet de diviser par 4 le nombre d'éléments en doublant le diamètre  $D$  de l'optique. Il passe de  $N = 100$  éléments de correction pour  $\lambda = 1.5$   $\mu$ m à seulement  $N = 25$  à  $\lambda = 4$   $\mu$ m. Le paramètre  $\rho_0$  ne peut pas être considéré comme paramètre dimensionnant du nombre de points d'actuation d'une correction optimale.

## 9.3 Conjugaison de phase itérative par injection dans des guides d'onde

Nous cherchons un moyen de mesurer la phase et l'amplitude de l'onde incidente, mais également de créer une onde résultant de la somme finie de modes spatiaux dont il serait possible de contrôler phase et amplitude afin de ré-émettre une onde conjuguée. La plupart des dispositifs existants (miroirs déformables, cristaux liquides, dispositifs électro-optiques) permettent de contrôler uniquement la phase de ces modes spatiaux. Il est possible, de contrôler parallèlement leur amplitude avec des systèmes atténuateurs. On définit l'intensité  $|E_0|^2$  comme la somme quadratique des amplitudes de ces  $n$  modes :  $|E_0|^2 = \sum_{i=1}^n |E_i|^2$ . Le dispositif que nous décrivons par la suite permet de moduler la phase et l'amplitude de chaque mode du faisceau sans que l'intensité totale du faisceau soit modifiée, c'est-à-dire sans perte de puissance optique. Nous verrons également comment ce dispositif permet de mesurer la phase et l'amplitude du faisceau

incident.

### 9.3.1 Description du principe de correction

Le problème se ramène à la duplication d'un mode unique en maîtrisant pour chaque mode dupliqué phase et amplitude tout en conservant l'intensité totale. La figure 9.16 présente un dispositif permettant de séparer le faisceau initial  $E_0$  en deux faisceaux  $E_1$  et  $E_2$  que l'on peut piloter en phase et en amplitude grâce aux trois éléments déphaseurs ( $\varphi_0$ ,  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$ ). Les trois éléments déphaseurs permettent de piloter la phase des faisceaux sortant de façon absolue. Seuls deux déphaseurs sont nécessaires si l'on veut les piloter de façon relative, c'est-à-dire piloter leur phase différentielle. Seuls les déphasages  $\varphi_0$  et  $\varphi_1$  (ou  $\varphi_2$ ) sont utiles dans ce cas. L'élément déphaseur  $\varphi_0$  sert au pilotage de la répartition d'énergie entre  $E_1$  et  $E_2$ . Ce système vérifie la conservation d'énergie, c'est-à-dire :  $|E_1|^2 + |E_2|^2 = |E_0|^2$

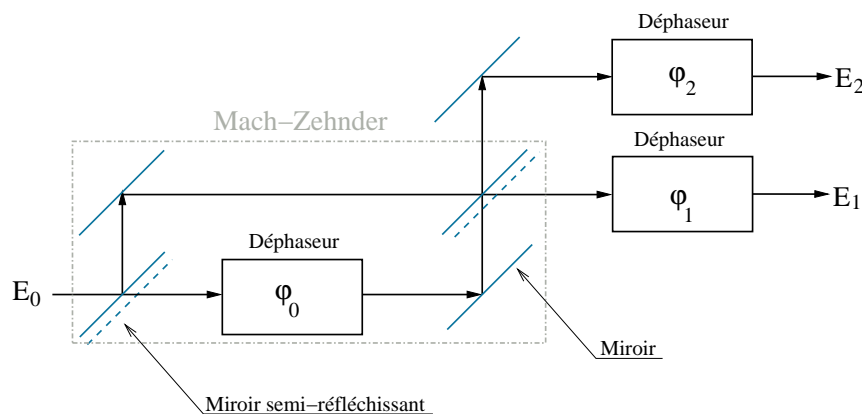


FIGURE 9.16 – Schéma de principe du pilotage en phase et en amplitude de deux champs complexes à partir d'une seule source cohérente.

Il est possible de recombinaison  $E_1$  et  $E_2$  afin de créer le champ  $E_0$ . Si l'on souhaite maintenant piloter  $n$  faisceaux d'amplitude complexe, il n'est pas possible de recombinaison ceux-ci deux à deux, car tous les faisceaux doivent interférer. Nous proposons de mettre en cascade ces éléments de base afin de réaliser cette fonction. La figure 9.17 présente la mise en cascade des éléments de base présentés 9.16. Chaque fonction élémentaire est figurée comme un rectangle permettant de diviser le faisceau en 2 faisceaux pilotés en phase et en amplitude. En utilisant ce principe, on réalise un système éclateur (démultiplexeur), c'est-à-dire que l'on divise un faisceau unique en plusieurs faisceaux. Par principe de retour inverse de la lumière, en utilisant ce même dispositif en sens inverse, on réalise un recombineur.

Lorsque les amplitudes et les phases des modes sont connues (utilisant le système en mode éclateur), l'estimation des déphasages à appliquer est simple, car s'appuyant sur un modèle direct parfaitement connu. Dans son principe, la résolution repose sur le fait que la connaissance des amplitudes permet d'avoir directement accès au déphasage en raisonnant par étage, c'est-à-dire par fonction élémentaire. L'estimation des autres valeurs en découle alors. Lorsque les phases

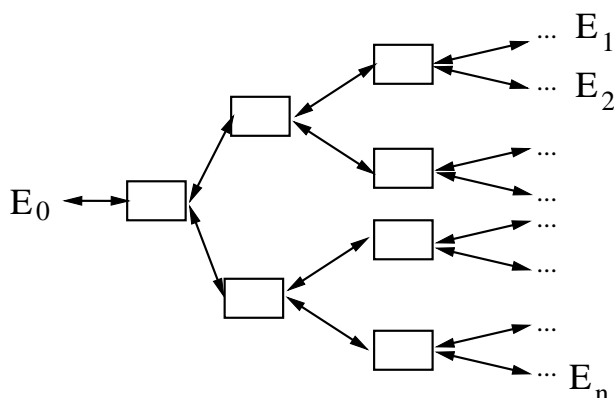


FIGURE 9.17 – Schéma de principe du pilotage en phase et en amplitude de  $n$  champs complexes à partir d'une seule source. Chaque rectangle représente une fonction élémentaire dont le schéma de principe est présenté 9.16.

et les amplitudes des modes ne sont pas connues, c'est-à-dire lorsque le système est utilisé en mode recombineur, il faut ajouter des mesures pour estimer les déphasages à appliquer. Les techniques de modulation spatiales et temporelles peuvent être utilisées et/ou combinées pour effectuer cette mesure. Elle peut être effectuée sur le faisceau recombinaison final ou sur les faisceaux recombinaison à chaque étage. Si l'on veut piloter  $n$  faisceaux en phase et en amplitude, il est nécessaire de disposer de  $n - 1$  fonctions de base. Ainsi, pour piloter une centaine de modes, il faudra typiquement une centaine de dispositifs élémentaires. Ce nombre élevé justifie la recherche technique d'une implantation en optique intégrée.

Dans le cadre de la précompensation d'une LOA, le système décrit ci-dessus permet de proposer une implantation pratique de la correction par conjugaison de phase itérative [Barchers-a-01-a, Barchers-a-01-b]. La configuration est symétrique, c'est-à-dire que l'émission est identique à la réception. Le plan de réception (resp. émission) est échantillonné par une matrice de lentilles (cf. figure 9.18). Au niveau de chaque lentille, le champ est focalisé dans une fibre optique monomode. Les fibres sont couplées au dispositif décrit précédemment. Utilisé en mode recombineur, il permet de faire les mesures de phase et d'amplitude. Utilisé en mode éclateur, il permet d'émettre l'onde conjuguée en phase.

### 9.3.2 Injection dans un guide d'onde monomode

Afin de réaliser les fonctions élémentaires présentées précédemment, il est nécessaire d'injecter l'onde reçue dans un nombre fini de fibres optiques monomodes à la réception. A titre d'exemple, nous nous plaçons dans le cas où des fibres monomodes sont utilisées. Une fibre optique monomode est un filtre spatial qui sélectionne la partie du champ d'entrée égale à son mode propre (eigenmode). Les références pour l'injection dans une fibre optique monomode sont issues de Ruillier et Cassaing [Ruillier-a-01]. Soit  $M_0(r)$  le mode normalisé de la fibre monomode

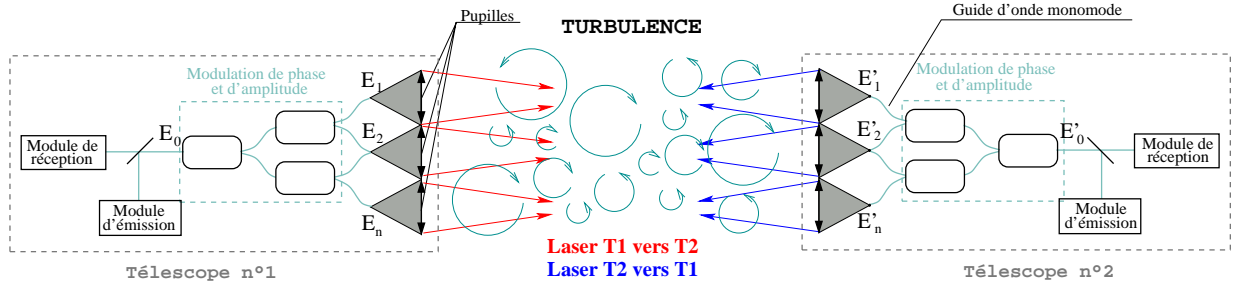


FIGURE 9.18 – Schéma de principe de la correction de phase et d'amplitude grâce à une injection dans des fibres optiques monomodes.

dans le plan de la pupille ( $\|M_0\| = 1$ ). On note le produit scalaire correspondant par :

$$\langle X|Y \rangle \triangleq \frac{\int \int X(r) \cdot Y^*(r) \cdot P_0(r) dr}{\int \int P_0(r) dr}, \quad (9.1)$$

et la norme :

$$\langle X \rangle \triangleq \langle X|1 \rangle \quad (9.2)$$

$$\|X\| \triangleq \sqrt{\langle X|X \rangle}, \quad (9.3)$$

où  $P_0$  est la transmittance de la pupille. Une fibre optique monomode ne transmet que la part de l'énergie du champ d'entrée  $E$  égale au mode propre. L'efficacité de couplage est donnée par [Ruillier-a-01] :

$$\Omega(E) = \frac{\langle E|M_0 \rangle}{\|E\|} \quad (9.4)$$

D'après Ruillier [Ruillier-a-01], le mode Gaussien qui optimise le coefficient de couplage permet de coupler approximativement 80% de l'énergie du champ  $E$ . Le mode de la fibre que nous choisissons est une gaussienne dont environ 80% de l'énergie est transmise à travers les lentilles composant la matrice.

L'amplitude et la phase que l'on mesure seront utilisées pour faire la correction. Le champ de correction  $E'' = \text{conj}(E') = A * \Omega^* * M_0$  sera simplement le complexe conjugué que l'on propagera dans le sens inverse. On néglige la défocalisation due à la propagation du mode Gaussien  $M_0$  de la fibre entre la sortie de celle-ci et la lentille à l'émission.

### 9.3.3 Condition de simulation numérique

Dans un premier temps, nous présentons les résultats de simulations numériques pour un système avec des pupilles dont la disposition est représentée figure 9.19. Nous considérons que les pupilles d'émission et de réception, de côté  $D$ , sont échantillonnées par un certain nombre de pupilles, de diamètre  $d$ , disposées les unes à côté des autres.

La figure 9.20 représente une réalisation de la répartition d'intensité dans le plan de réception après propagation sans correction (les deux images de gauche) et avec correction (les deux

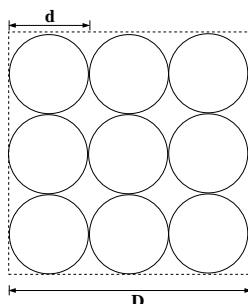
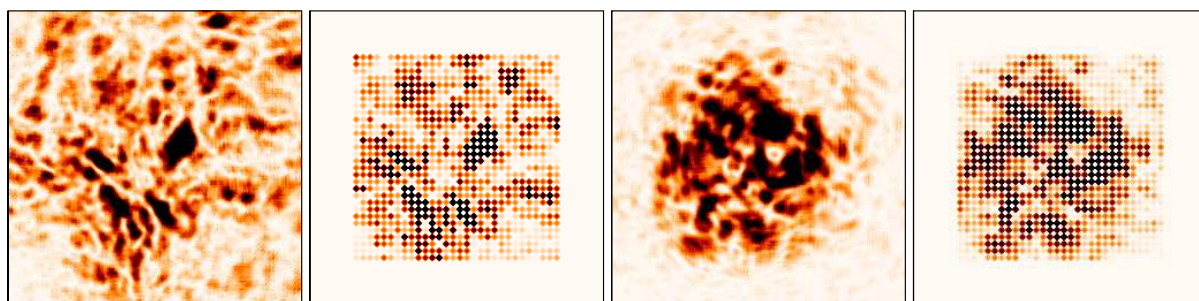


FIGURE 9.19 – Illustration de la configuration des pupilles.

FIGURE 9.20 – Illustration de l'intensité reçue après propagation dans le plan de la pupille de réception avant et après correction ;  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ .

images de droite). Les illustrations présentent d'un côté la répartition d'intensité dans le plan de réception et de l'autre cette même répartition après injection dans une matrice de fibres. La force de la turbulence est fixée à  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  et le diamètre individuel de chaque pupille à  $d = 1 \text{ cm}$ , la longueur d'onde à  $\lambda = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$ . La distance de propagation est de  $L = 10 \text{ km}$ . Pour cette réalisation de turbulence, l'intensité totale collectée sans correction est de  $I_0 = 16.8\%$  et de  $I_3 = 33.1\%$  après correction (4 itérations). Malgré l'intensité collectée peu élevée (surface réduite, facteur de remplissage faible dans la pupille de réception et d'émission), on observe une augmentation d'approximativement 92% de l'intensité collectée en seulement 4 itérations.

### 9.3.4 Performances en l'absence de turbulence

Dans cette étude, nous allons faire varier la taille des sous-pupille  $d$  pour différents diamètres  $D$ . Dans un premier temps, nous regardons les performances en l'absence de turbulence. Le figure 9.21 présente, le résultat de simulations numériques pour différentes configurations pupilaires en l'absence de turbulence. On constate, que l'intensité intégrée reste très faible malgré l'augmentation du diamètre  $D$ . Toutefois, le gain de la correction est notable par rapport au cas sans correction, sauf pour  $D = 10 \text{ cm}$  où il ne sert à rien de corriger. Ce faible PIB moyen provient de différents facteurs reliés au facteur de remplissage et à l'injection dans les fibres.



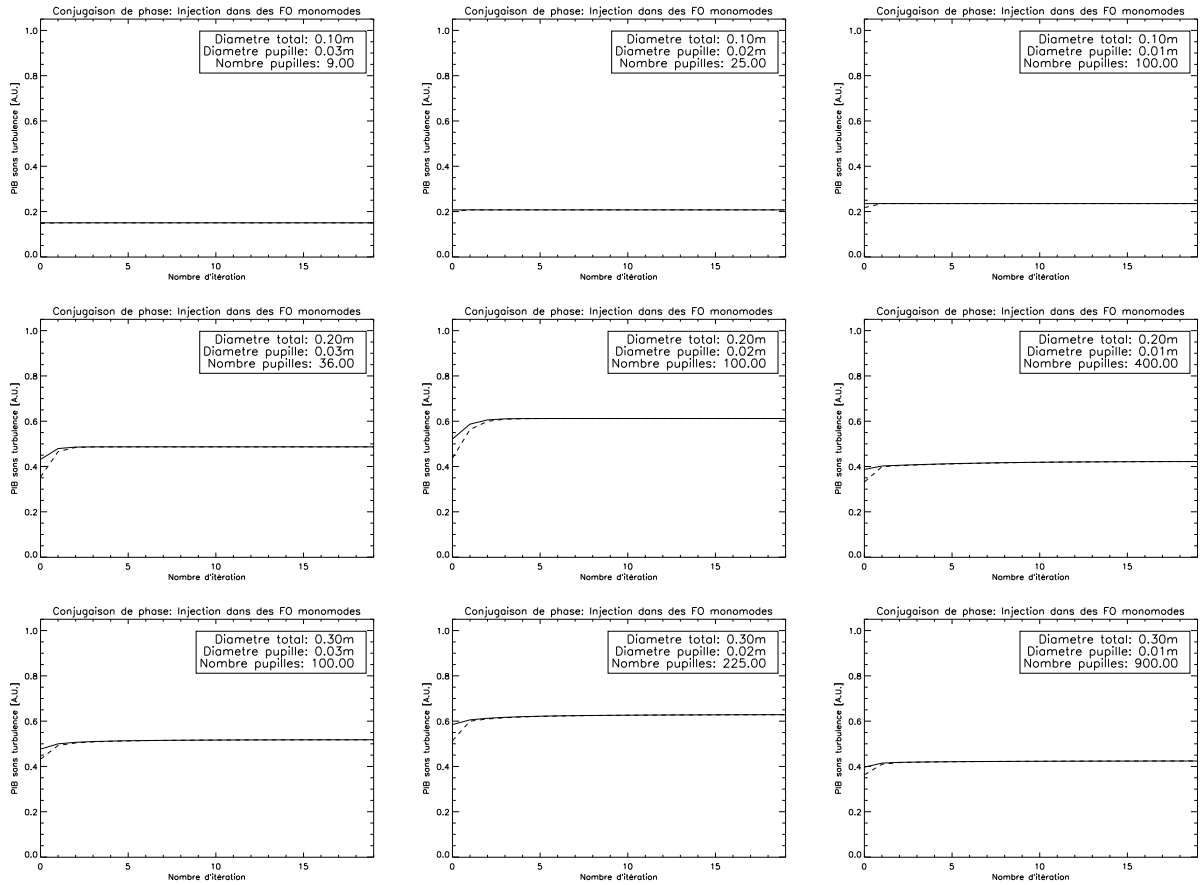


FIGURE 9.21 – Résultats de simulations sans turbulence pour des pupilles faisant chacune  $d = 3$  cm (gauche),  $d = 2$  cm (centre) et  $d = 1$  cm (droite). La diamètre  $D$  a pour valeur  $D \simeq 10$  cm (haut),  $D \simeq 20$  cm (milieu) et  $D = 30$  cm (bas). Les traits pleins représentent la réception et les tirets l'émission. La longueur d'onde est de  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et la distance de propagation de  $L = 10$  km.

Premièrement, la géométrie de la pupille choisie présente une perte de surface  $\frac{\pi}{4}$  par rapport au cas comprenant des pupilles carrées (pertes géométriques), qui assurent un pavage complet du plan. Deuxièmement, les lacunes dans le plan de réception créent des interférences telles, qu'une partie de l'intensité est éjectée en dehors de la pupille après propagation sur une grande distance (pertes par diffraction), c'est-à-dire que l'énergie contenue dans les lobes secondaires à grande distance augmente. Finalement, l'injection dans les fibres optiques monomodes crée une perte (pertes par injection, cf. paragraphe 9.3.2). Nous rappelons que les pertes par injection sont de l'ordre de 20%. Les pertes géométrique et diffractive peuvent être en partie compensées par la correction, par contre le gain est difficile à chiffrer car dépendant de la force de la turbulence.

Outre les pertes mentionnées ci-dessus, nous constatons, pour  $D = 20$  cm et  $D = 30$  cm, une perte de flux lorsque l'on diminue le diamètre  $d$  de 2 cm à 1 cm. Ces pertes sont imputables à des

problèmes numériques liés au repliement. En effet, à l'émission la pupille se comporte comme un réseau. Nous rappelons que pour un réseau ligné plan de pas  $p$  et de largeur de fente  $a$ , l'intensité diffractée au point  $X$ , dans le cadre de l'approximation de Fraunhofer est donnée par :

$$I \propto \text{sinc}^2 \left( \frac{\pi X a}{\lambda L} \right) \left( \frac{\sin \left( \frac{N \pi X p}{\lambda L} \right)}{\sin \left( \frac{\pi X p}{\lambda L} \right)} \right)^2, \quad (9.5)$$

où  $N$  est le nombre de fentes et  $L$  la distance de propagation. Ainsi, plus le diamètre des pupilles  $d$  sera petit et plus les lobes secondaires seront éloignés de l'axe optique. Ces lobes secondaires seront donc plus fortement repliés pour des petits diamètres de  $d$ . La figure 9.22 présente la figure de diffraction d'un réseau ligné plan sur une distance de  $L = 10$  km obtenu grâce à l'équation 9.5.

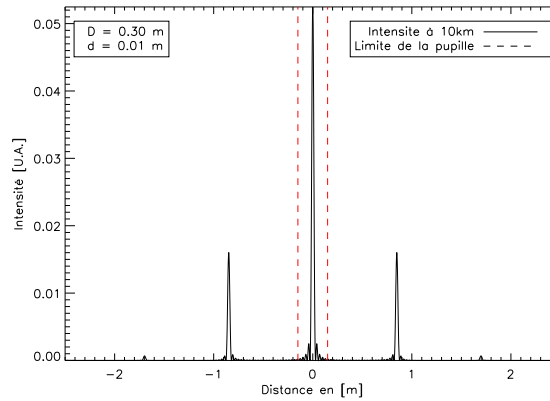


FIGURE 9.22 – Diffraction d'un réseau ligné plan sur une distance de  $L = 10$  km avec  $a = 1$  cm,  $p = 1.25$  cm et  $N = 30$ .

Malheureusement, le modèle de propagation par écrans de phase turbulents (écran de dimension finie), utilisé pour les simulations, provoque du repliement. Ainsi les simulations numériques donnent pour une pupille de  $D = 30$  cm avec  $d = 1$  cm une figure de diffraction différente de celle obtenue 9.22. De plus, nous utilisons le formalisme de Fresnel pour la propagation, ce qui modifie également la figure de diffraction. La figure 9.23 montre d'une part la répartition d'intensité (partie de gauche) après une propagation sur  $L = 10$  km ainsi qu'un plan de coupe passant par l'axe optique (partie de droite). Nous observons que l'intensité est plus faible sur l'axe optique qu'à proximité de celui-ci. Les lobes secondaires, qui dans ce cas de simulation ont été repliés sur l'axe optique, du fait de la numérisation sur des supports fini, sont issus d'une onde cohérente (l'onde émise) et possède une phase opposée au lobe principal. C'est la raison pour laquelle l'intensité sur l'axe optique diminue. En fait, en raisonnant en amplitude, la contribution des lobes repliés sera soit additive soit soustractive. Pour le cas discuté, elle est soustractive, et l'intensité intégrée sur la pupille décroît. Par contre, les autres configurations pupillaires,  $d = 2$  cm et  $d = 3$  cm, ne présentent pas cet effet car l'influence du repliement est plus faible pour les grandeurs de simulation choisies.

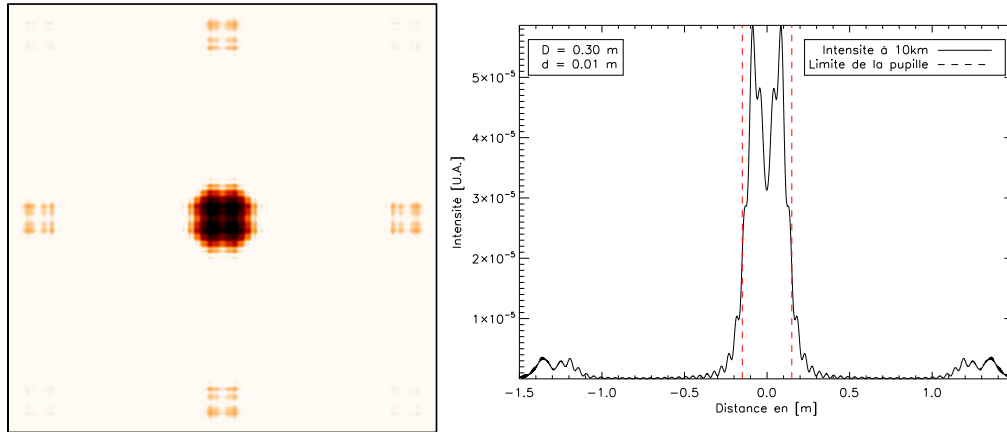


FIGURE 9.23 – Gauche : répartition d’intensité dans le plan de réception. Droite : coupe de la répartition d’intensité passant par l’axe optique.

En absence de turbulence ou lorsque celle-ci est faible, l’onde émise est fortement cohérente. Les résultats obtenus subissent fortement les effets négatifs du repliement. A l’inverse, lorsque la turbulence est forte, l’onde émise perdra rapidement de sa cohérence. Les résultats en présence de fortes perturbations subiront moins fortement les effets de repliement. De plus, pour le cadre applicatif que nous concerne, c’est-à-dire les LOA endo-atmosphériques longue distance, seules les fortes perturbations présentent un intérêt.

### 9.3.5 Performances en fonction du diamètre total de la pupille

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats de l’influence de la taille de la pupille  $D$  sur la qualité de correction en présence de turbulence. Nous avons mené cette étude avec trois diamètres d’échantillonnage  $d$  du plan ( $d = 1, 2$  et  $3$  cm), faisant ainsi varier le nombre de degrés de correction. Cette étude est similaire à celle proposée paragraphe 9.2.

#### 9.3.5.1 Influence du diamètre $D$ pour $d = 1$ cm

La figure 9.24 présente les résultats de simulation numérique pour une matrice composée de pupilles de  $d = 1$  cm de diamètre. Trois dimensions de carré  $D$  sont présentées, de haut en bas de taille croissante ( $D \simeq 10$  cm (partie supérieure de la figure),  $D \simeq 20$  cm (partie centrale) et la pour  $D \simeq 30$  cm (partie inférieure)).

Comme attendu, lorsque l’on augmente la surface collectrice globale  $D$ , la correction est de meilleure qualité. La différence est notable entre  $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$  et  $20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ . Cette constatation avait déjà été faite dans le paragraphe 6. Lorsque  $D \simeq 10$  cm, les fluctuations d’intensité restent supérieures à  $\sigma_I / \langle I \rangle = 0.1$  pour les deux cas les plus défavorables de turbulence. Dans la suite, nous ne nous intéressons principalement qu’à des matrices de taille  $D > 10$  cm. En effet, nous avons vu que les pupilles de  $D < 10$  cm ne permettent pas d’établir un mode de propagation en faibles perturbations. A partir de  $D = 20$  cm, les fluctuations sont fortement réduites et

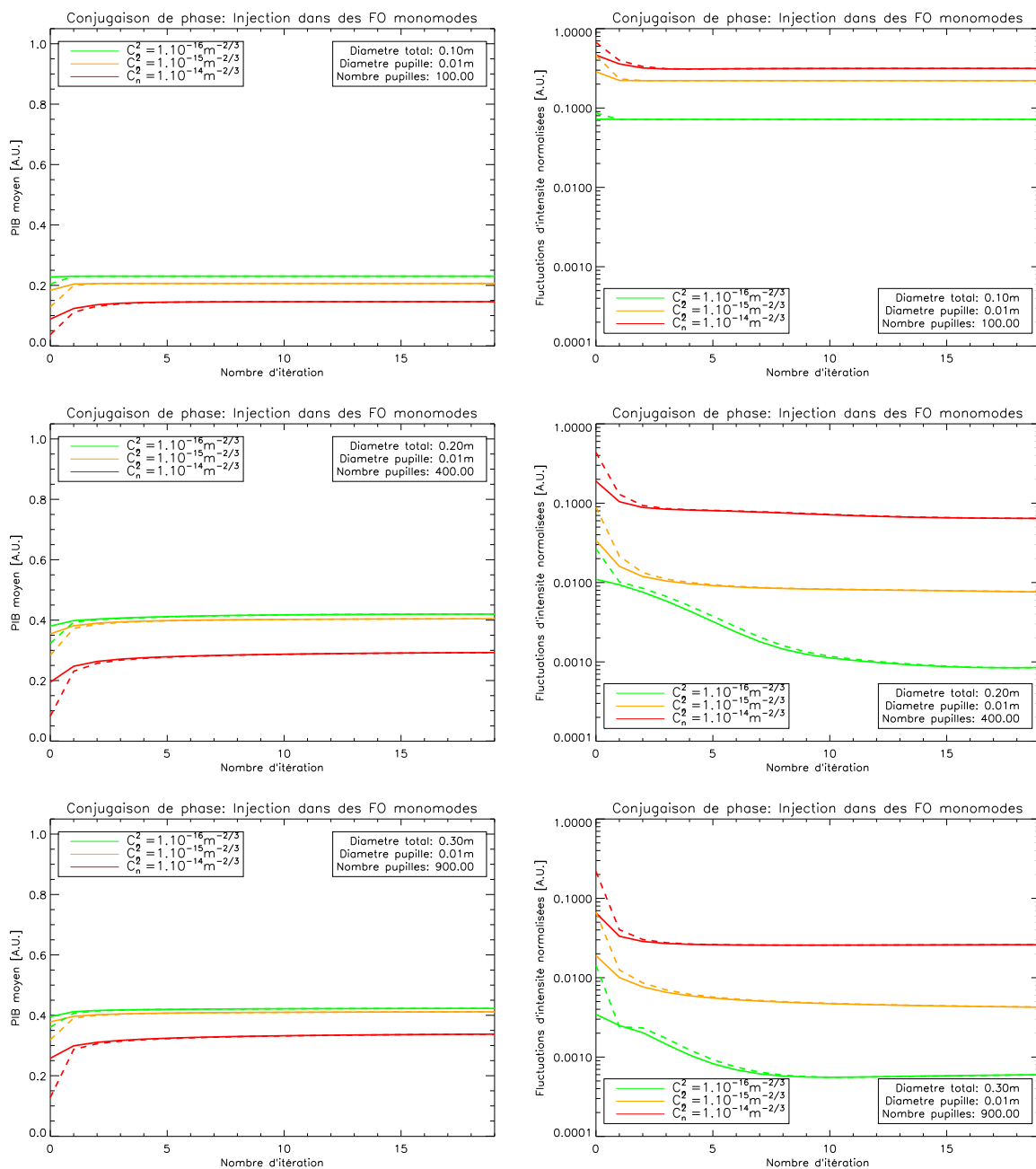


FIGURE 9.24 – Résultats de simulation pour une matrice de pupilles faisant chacune  $d = 1 \text{ cm}$  de diamètre. Les traits pleins représentent le télescope  $T1$ , les tirets  $T2$ . La longueur d'onde est  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et la distance de propagation  $L = 10 \text{ km}$ .

passent sous ce seuil ( $\frac{\sigma}{T} = 0.1$ ) quelle que soit la force de la turbulence.

La partie gauche de la figure 9.24 présente l'intensité moyenne  $\langle I \rangle$ . Pour  $D \simeq 30 \text{ cm}$ , la

correction permet de passer de  $\langle I \rangle = 0.12$  à  $\langle I \rangle = 0.34$  après 19 itérations pour le cas  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ . La valeur finale dépend de  $D$  (même si on peut noter que le gain de correction est très faible entre  $D = 20 \text{ cm}$  et  $D = 30 \text{ cm}$  pour les cas  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$  et  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ ). En effet, pour  $D \simeq 20 \text{ cm}$ , l'amélioration apportée par la correction permet de passer de  $\langle I \rangle = 0.09$  à  $\langle I \rangle = 0.3$  pour  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ .

En ce qui concerne les fluctuations d'intensité (partie de droite), celles-ci dépendent également du nombre d'éléments de correction  $N$ . Elles passent de  $\frac{\sigma_{I_0}}{\langle I_0 \rangle} \approx 0.2$  (resp.  $\frac{\sigma_{I_0}}{\langle I_0 \rangle} \approx 0.4$ ) sans correction, à  $\frac{\sigma_{I_{19}}}{\langle I_{19} \rangle} \approx 0.03$  (resp.  $\frac{\sigma_{I_{19}}}{\langle I_{19} \rangle} \approx 0.06$ ) avec correction pour  $D \simeq 30 \text{ cm}$  (resp.  $D \simeq 20 \text{ cm}$ ). Bien que la géométrie des pupilles soit légèrement différente, nous retrouvons approximativement les valeurs obtenues pour la correction optimale parfaite. En effet, comme nous l'avons constaté au paragraphe 9.2.2, lorsque le nombre d'éléments de correction est supérieur à  $N \approx 20 \times 20$  pour une pupille de  $D = 20 \text{ cm}$ , nous obtenons les fluctuations d'intensité de la correction optimale.

La vitesse de convergence pour l'intensité moyenne est rapide quels que soient les paramètres. Pour les fluctuations d'intensité, la vitesse de convergence dépend de la force de la turbulence et de la taille de la pupille. Plus la turbulence est forte, moins il y a besoin d'itérations. Toutefois, au-delà de 10 itérations nous pouvons considérer que la convergence est atteinte. Ce chiffre est réduit (la convergence est atteinte après environ 5 itérations) lorsque l'on augmente la force de la turbulence.

Malgré le gain important, il faut noter que le grand nombre de fibres nécessaires (approximativement 900 pour le meilleur des cas de correction) peut être difficile à mettre en œuvre. Nous rappelons le paramètre de  $\rho_0 = 1 \text{ cm}$  pour le cas  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ , qui est approximativement la taille des pupilles  $d$ . Les perturbations sont donc bien échantillonnées. En augmentant le diamètre  $d$ , on diminuera le nombre de fibres optiques nécessaire au prix d'un plus mauvais échantillonnage.

### 9.3.5.2 Influence du diamètre $D$ pour $d = 2 \text{ cm}$

Afin de relâcher les contraintes liées au nombre élevé d'éléments, nous présentons figure 9.25 les résultats de simulations numériques pour une matrice dont chaque pupille fait  $d = 2 \text{ cm}$  de diamètre. Deux surfaces collectrices différentes sont étudiées :  $D \simeq 20 \text{ cm}$  (courbes supérieures),  $D \simeq 30 \text{ cm}$  (courbes inférieures). De même que pour les pupilles de  $1 \text{ cm}$  de diamètre, plus l'on augmente la surface totale, meilleure est la correction. Pour le cas  $D = 20 \text{ cm}$ , on retrouve les mêmes résultats en termes de fluctuations normalisées d'intensité qu'au paragraphe 9.2 pour  $N = 100$ . Nous rappelons que la taille des éléments de correction est ici de  $d = 2 \text{ cm}$ , et est identique au cas  $N = 100$  présenté ci-avant. Par contre, l'intensité moyenne est réduite par rapport au cas présenté paragraphe 9.2, confirmant l'impact du faible taux de remplissage uniquement sur l'intensité moyenne et non sur les fluctuations normalisées. Le dimensionnement, réalisé sur les fluctuations d'intensité, à partir de l'étude simplifiée (pupille pleine carrée, pas d'injection dans les fibres) reste donc valable pour le cas présent, avec une pupille de géométrie différente prenant en compte l'effet de l'injection dans des fibres monomode.

L'augmentation de  $d$  entre  $1 \text{ cm}$  et  $2 \text{ cm}$  permet d'augmenter  $\langle I \rangle$  mais pas  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$ . L'augmentation du diamètre  $d$  des éléments de correction permet de relâcher les contraintes systèmes. Si

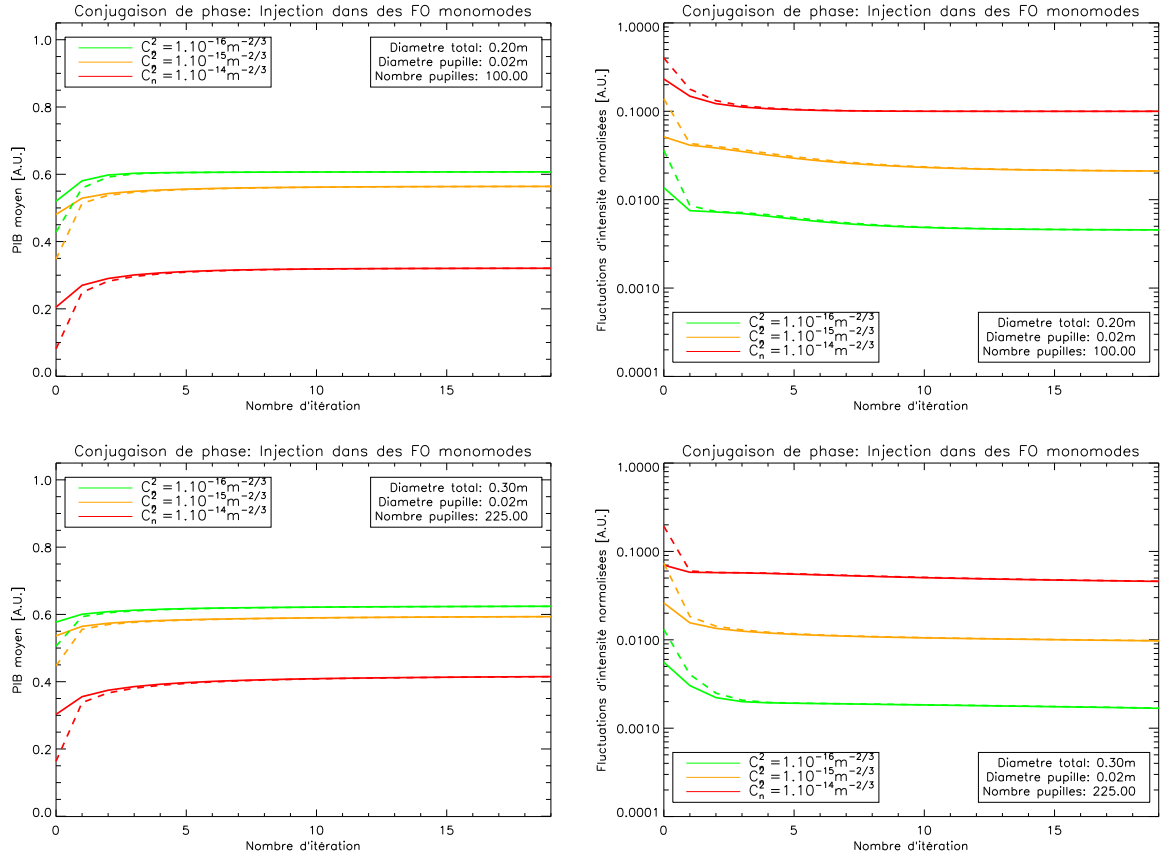


FIGURE 9.25 – Résultats de simulation pour une matrice de pupilles faisant chacune 2 cm de diamètre. Les traits pleins représentent l'émission, les tirets la réception. La longueur d'onde est  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et la distance de propagation  $L = 10 \text{ km}$ .

nous fixons l'objectif en termes de fluctuations d'intensité, une pupille de  $D = 20 \text{ cm}$  avec 100 pupilles de  $d = 2 \text{ cm}$  semble suffisant. Ceci permet, en effet, de diminuer les fluctuations de  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = 0.3$  à  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = 0.1$  en seulement approximativement 5 itérations. De plus, on observe que pour les faibles turbulences, la convergence est atteinte plus rapidement que pour  $d = 1 \text{ cm}$ .

### 9.3.5.3 Influence du diamètre $D$ pour $d = 3 \text{ cm}$

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats relatifs à une sous-pupille de  $d \simeq 3 \text{ cm}$ . Nous observons, alors qu'une pupille  $D \simeq 20 \text{ cm}$  était suffisante pour  $d = 2 \text{ cm}$ , qu'il est nécessaire d'augmenter le diamètre total de la pupille  $D = 30 \text{ cm}$ . La correction pour les cas intermédiaire et faible turbulences ne permettent pas d'atteindre la qualité de correction proposée avec  $d = 2 \text{ cm}$ . La surface des éléments de correction étant plus grande, ne permet pas d'échantillonner suffisamment le champ dans la pupille, conduisant à une perte de qualité sur les deux métriques étudiées à la fois. En effet,  $d > \rho_0$  et la correction sur un élément de correction est

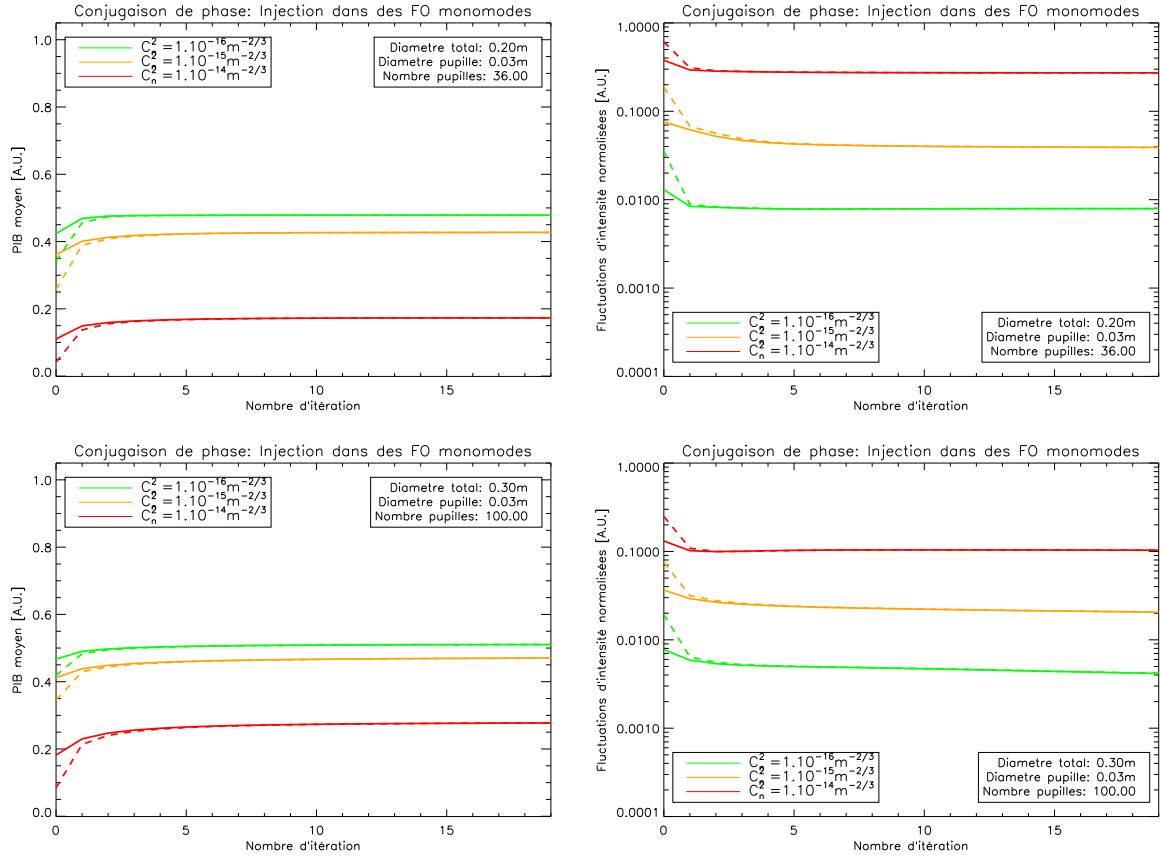


FIGURE 9.26 – Résultats de simulation pour une matrice de pupilles faisant chacune 3 cm de diamètre. Les traits pleins représentent l'émission, les tirets la réception. La longueur d'onde est  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et la distance de propagation  $L = 10 \text{ km}$ .

limitée au seul piston. Cette approximation n'est plus valable pour les trop grandes tailles de  $d$ . Nous observons que l'on retrouve les mêmes valeurs en termes de fluctuations d'intensité pour  $D = 20 \text{ cm}$  avec  $d = 2 \text{ cm}$  et pour  $D = 30 \text{ cm}$  avec  $d = 3 \text{ cm}$ . Pour les deux cas, le nombre d'éléments de correction est  $N = 100$ . Il semblerait donc, dans une première approximation, que  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$  soit relativement indépendant de  $D$ , mais dépendant uniquement de  $N$ . Ce n'est pas le cas pour  $\langle I \rangle$  qui dépend à la fois de  $D$  et de  $N$ .

### 9.3.5.4 Conclusion

Nous constatons que la perte d'intensité moyenne collectée peut être importante par rapport au cas pupille pleine. L'intensité moyenne maximale que l'on peut espérer après correction est approximativement de  $\langle I \rangle \simeq 0.63$  (perte géométrique de  $\frac{\pi}{4}$  et perte par injection de 20%). C'est le facteur que l'on retrouve dans les meilleurs cas de correction. Afin d'améliorer l'intensité moyenne, qui a chuté par rapport au cas optimal parfait, il est nécessaire de densifier la pupille.

Nous pouvons, pour cela, utiliser par exemple, des optiques carrées, permettant de remplir l'intégralité de la surface. Toutefois, le mode propre des fibres optiques est gaussien. Le passage d'une géométrie circulaire à une géométrie carrée ne permettra pas une augmentation significative, sauf si le mode propre du guide est à géométrie carrée, c'est-à-dire si le guide est à géométrie carrée. De plus, la chute constatée de  $\langle I \rangle$  n'est pas particulière dommageable car les fluctuations d'intensité sont moins sensibles au facteur de remplissage de la pupille. De plus, même si l'intensité moyenne est un facteur important pour le BER, les pertes obtenues restent négligeables par rapport aux pertes liées à l'absorption atmosphérique. La minimisation des fluctuations d'intensité reste quant à elle primordiale.

Nous avons étudié différentes tailles de pupille,  $D$  et d'éléments de correction,  $d$ . Dans chacun des cas, la correction optimale améliore le bilan de liaison. Afin de dimensionner un système de LOA disposant d'un tel système de correction, il est nécessaire de fixer un seuil tolérable pour les fluctuations d'intensité. Ce seuil fixera à son tour le nombre d'éléments de correction nécessaire ainsi que la surface totale de l'optique. Si l'on souhaite des hautes performances, il sera nécessaire de disposer d'une grande taille de pupille  $D$  avec un nombre élevé de fibres optiques. Dans le cadre de l'étude, le contrôle d'une centaine de modes est suffisant, ce qui avec le dispositif proposé, semble technologiquement réalisable.

### 9.3.6 Influence du taux de remplissage de la pupille

Nous avons vu que la correction sur une surface totale d'environ  $30 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$  permet la meilleure qualité de correction car elle permet de réaliser la conjugaison de phase sur une grande partie du champ dans le plan de réception. Nous avons étudié précédemment une correction itérative avec des pupilles de  $d = 1, 2$  et  $3 \text{ cm}$  de diamètre. La correction possédant l'échantillonnage spatial le plus fin, permet la meilleure qualité de correction, mais nécessite parallèlement beaucoup d'éléments de correction.

Toutefois, si l'on considère le critère de dimensionnement  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} < 0.1$ , il suffit de disposer de  $N = 100$  points d'action. Maintenant, nous nous intéressons à ce cas et cherchons à diminuer la taille des sous-pupilles, ce qui revient à diluer la pupille (cf. figure 9.27). On étudiera les cas  $D = 20 \text{ cm}$  et  $D = 30 \text{ cm}$ . La figure 9.28 présente les résultats de simulation.

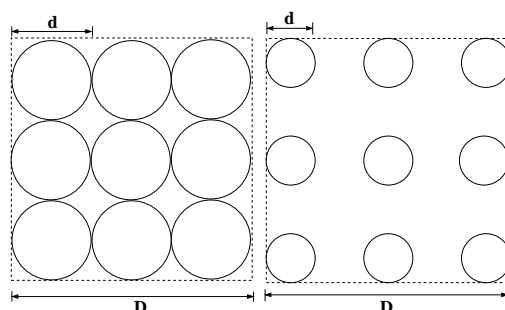


FIGURE 9.27 – Illustration de la configuration des pupilles dans le plan de réception. Gauche : pupilles jointives, droite : pupilles disjointes.



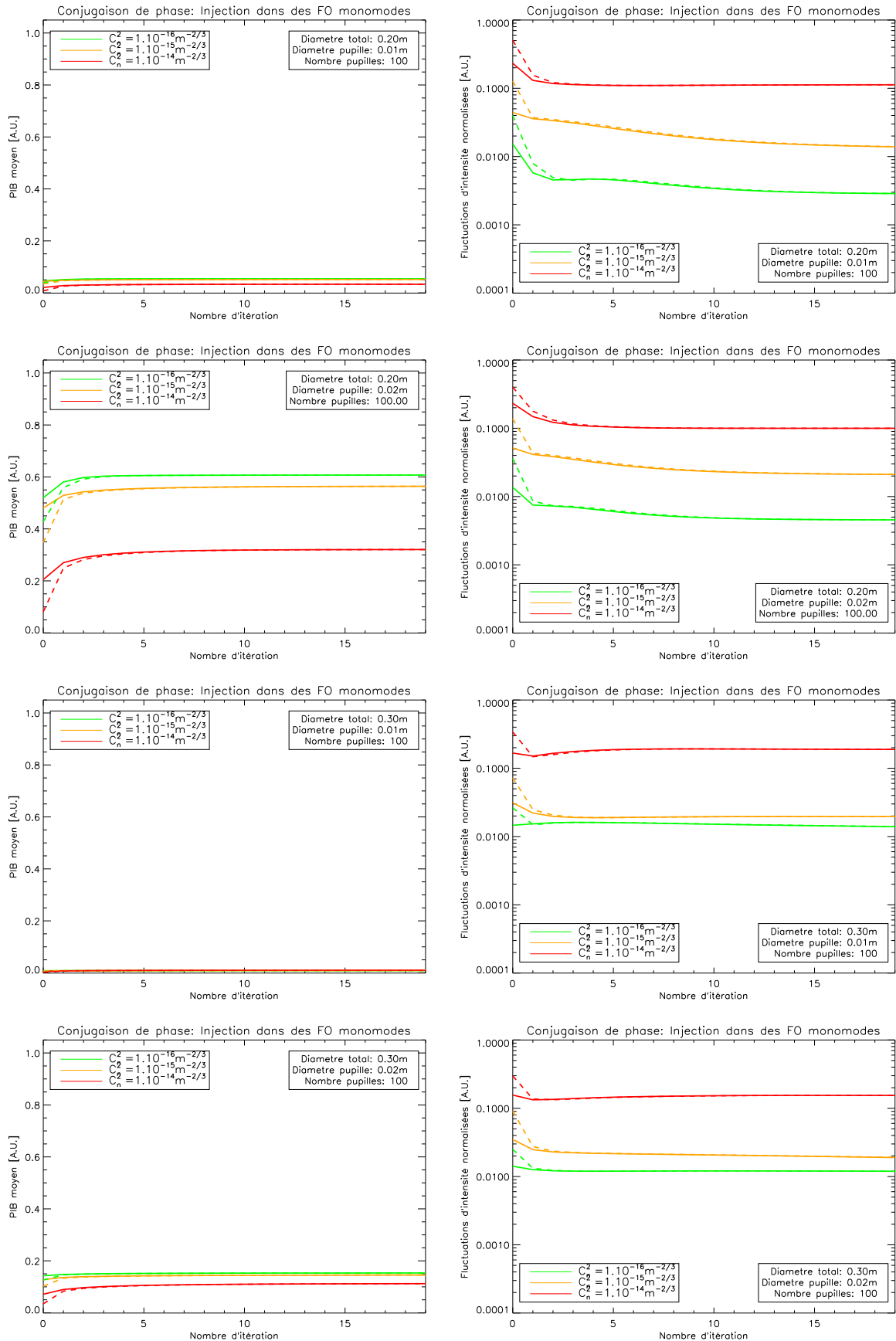


FIGURE 9.28 – Résultats de simulations pour une matrice de 100 pupilles faisant chacune soit  $d = 1$  cm, soit  $d = 2$  cm de diamètre avec  $D = 20$  cm et  $D = 30$  cm. Les traits pleins représentent l'émission et les tirets la réception. La longueur d'onde est de  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  et la distance de propagation de  $L = 10$  km.

On constate que la dilution de la pupille diminue fortement l'intensité moyenne collectée. En effet, la diminution de la densité de pavage augmente les pertes géométriques mais également les pertes par diffraction. Le cas  $D = 30$  cm et  $d = 1$  cm montre la limite de la dilution de pupille, l'intensité moyenne reçue est quasiment nulle. Par contre, les fluctuations normalisées d'intensité ne semblent que faiblement affectées par l'augmentation des lacunes pupillaires. C'est ce que nous avons montré au paragraphe précédent pour lequel  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$  dépend de  $N$  et peu de  $D$ . Les fluctuations semblent plus directement fixées par le diamètre  $D$  à  $N$  fixé, tandis que l'intensité moyenne semble fixée par la surface collectrice totale et la dilution.

Cette géométrie lacunaire, présentée ici, n'est pas optimale. Elle ne permet pas pour  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  de descendre sous le seuil de  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = 0.1$ . Une meilleure répartition des sous-pupilles est nécessaire. L'utilisation de configurations plus denses en fibres optiques, par exemple avec des pupilles carrées ou hexagonales, permet un pavage du plan sans lacune. Afin de bénéficier pleinement de la correction, il est possible d'élaborer des pupilles fortement lacunaires dont la géométrie permet de minimiser les fluctuations. A titre d'exemple, une possibilité est d'utiliser des pupilles de différentes tailles (cf. figure 9.29). Une telle configuration permet un bon

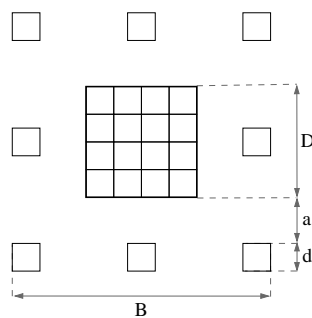


FIGURE 9.29 – Configuration à pupille lacunaire.

échantillonnage près de l'axe optique permettant une collection importante du flux. Elle dispose également d'une base  $B$  importante permettant la focalisation et la stabilisation du faisceau après propagation. Toutefois, l'optimisation de la géométrie et le dimensionnement de telles pupilles reste à effectuer.

## 9.4 Conclusion

Nous avons proposé dans ce chapitre différentes méthodes originales d'implantation de la correction optimale de phase et d'amplitude. Nous avons, dans un premier temps, étudié l'influence d'une correction itérative de tip-tilt combinée à un recentrage de faisceau. Pour cette méthode, simple à mettre en œuvre (seuls deux miroirs de tip-tilt sont nécessaires), la correction itérative semble peu efficace, car le nombre de modes corrigés reste insuffisant. De plus, il semble qu'aux fortes perturbations, l'approche modale de la correction ne soit plus appropriée et qu'une approche zonale soit plus efficace.

Au paragraphe 9.2, nous avons effectué une étude théorique de l'échantillonnage sans dilution (pupilles carrées jointives) sur la correction optimale. Ceci nous a permis d'avoir une référence, et nous avons montré que  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$  dépend essentiellement de  $N$  tandis que  $\langle I \rangle$  dépend de  $N$  mais également de  $D$ . Nous avons constaté qu'un nombre important d'éléments  $N$  de correction est nécessaire afin d'atteindre une qualité de correction suffisante. En termes de fluctuations d'intensité, le plateau à partir duquel il n'y a plus d'amélioration à augmenter  $N$ , ne semble pas dépendre de la force de la turbulence. Toutefois, si l'on fixe le niveau de performance requis en termes de fluctuations d'intensité à  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = 0.1$  et la longueur d'onde à  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ , il est nécessaire de disposer d'au minimum  $N = 100$  éléments de correction. L'augmentation de la longueur d'onde permet de diminuer le nombre d'éléments au prix cependant d'une augmentation de la taille de la pupille. Passer de  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  à  $\lambda = 4 \mu\text{m}$  diminue d'un facteur 4 le nombre de points d'actuation nécessaire lorsque l'on double le diamètre  $D$ .

Nous avons finalement proposé une approche originale permettant la mise en œuvre de la correction itérative de phase et d'amplitude grâce à l'injection dans des fibres optiques monomodes. Nous avons, dans un premier temps, utilisé des pupilles circulaires jointives (facteur de perte géométrique de  $\frac{\pi}{4}$ ). Dans un second temps, nous avons étudié l'utilisation de pupilles lacunaires. Nous avons identifié trois pertes d'origines différentes : les pertes dues à l'injection dans la fibre monomode, les pertes géométriques dues aux lacunes de la pupille et les pertes par diffraction. Ces dernières sont causées par les lacunes au sein de la pupille qui augmente l'intensité de lobes secondaires arrivant en dehors de la pupille de réception. La densité de la pupille, c'est-à-dire la présence ou non de lacune, se répercute fortement sur l'intensité moyenne reçue. Lorsque la dilution augmente, les fluctuations d'intensité ne dépendent principalement que de  $N$  (aucune variation importante pour les cas de dilution étudiés). Par contre, l'intensité moyenne évolue fortement et il semble nécessaire d'optimiser la géométrie de la pupille et la dilution. Toutefois, nous avons constaté que le dimensionnement, en termes de fluctuations d'intensité normalisées, obtenu au paragraphe 9.2 est identique pour ce type de correction, et ce malgré les différences géométriques importantes. Nous avons montré, qu'au premier ordre,  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$  dépend essentiellement de  $N$  et que  $\langle I \rangle$  dépend de  $N$  mais également de  $D$  et de  $d$ . Ceci est une première évaluation, et une étude plus poussée doit être menée. Malgré ces pertes, la correction par injection dans des fibres permet d'atteindre un niveau de correction très satisfaisant moyennant une surface totale de pupille et un échantillonnage suffisant. Il semble qu'à partir de  $N = 100$ , la correction permette d'obtenir des fluctuations d'intensité  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} < 0.1$  pour toutes les forces de turbulence. Dans le cadre de notre étude, le contrôle d'une centaine de modes est suffisant, ce qui avec le dispositif proposé est tout à fait envisageable technologiquement.

# Conclusion générale

## Bilan

Le travail présenté dans ce manuscrit, a porté sur l'étude de l'impact de la turbulence atmosphérique sur les liaisons optiques en espace libre et sur les méthodes de correction de type optique adaptative (OA) pour en réduire l'influence.

Dans la première partie j'ai posé la problématique et évalué l'efficacité de la correction nécessaire pour atteindre les performances typiques des liaisons optiques atmosphériques (LOA). Pour quantifier cette efficacité, j'ai proposé l'utilisation du power in the bucket (PIB) moyen et des fluctuations d'intensité normalisées, comme paramètres de l'étude. Ces métriques sont facilement reliables à des métriques classiques des LOA telles que le taux d'erreur moyen (BER). Toutefois, la relation introduite n'est exacte que dans le cas des faibles perturbations, dans le cas de moyennage important de la pupille ou d'une correction efficace par optique adaptative (OA). Nous avons montré que pour que la correction soit efficace, il faut certes augmenter le flux moyen collecté afin d'assurer un rapport signal à bruit suffisant, mais il est également indispensable de réduire les fluctuations temporelles d'intensité. Nous avons fixé, basé sur l'étude du BER moyen, que ces fluctuations normalisées ( $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$ ) devaient être inférieures à 0.1. Dans ces conditions, la courbe d'évolution du BER se rapproche de la courbe théorique sans turbulence et permet d'obtenir des BER moyens appropriés aux FSO (Free-Space Optics), typiquement entre  $10^{-9}$  et  $10^{-12}$ . Dans les conditions typiques (c'est-à-dire pour la force de la turbulence, le diamètre des optiques, la longueur d'onde, ...) d'une liaison endo-atmosphérique longue distance telle que nous l'avons étudiée, l'ordre de grandeur des fluctuations est de  $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} \simeq 0.5$ . Une diminution de la variance de l'intensité d'un facteur 25 est difficilement atteignable par les méthodes de diversité. La correction par optique adaptative prend alors tout son sens.

La deuxième partie, a été consacrée à l'étude détaillée, et l'extension à l'ensemble des régimes de perturbations, des travaux de Barchers sur la correction optimale et sous-optimale. Nous avons établi, comme limitations principales de ces corrections, la troncature par la pupille  $D$  et la force de la turbulence  $C_n^2$ . Ces corrections sont élaborées de manière itérative et permettent, dans le cas optimal et lorsque les paramètres  $D$  et  $C_n^2$  le permettent, de créer un mode de propagation. Nous avons montré que le paramètre pertinent, dimensionnant la taille de la pupille en faibles perturbations, était  $L_F = \sqrt{\lambda L}$ . Au-delà de  $2L_F$  et en dessous de  $L_F$ , toute correction est superflue par rapport à une liaison sans correction. En ce qui concerne les fortes perturbations, nous avons identifié  $\frac{\lambda L}{\pi \rho_0}$  comme paramètre dimensionnant la taille de la pupille. Tant que  $D$  reste inférieur à quelques  $\frac{\lambda L}{\pi \rho_0}$ , la correction améliore nettement le bilan de liaison du système. L'ex-

tension de l'efficacité de la correction optimale a été démontrée, même dans le domaine des très fortes perturbations, voire de saturation. Pour des variance du taux de scintillation selon Rytov,  $\sigma_R^2$ , avoisinant 100, la correction permet encore l'amélioration de la liaison. Toutefois, l'efficacité de la correction chute lorsque l'on arrive à de telles variances. Nous avons montré que les fluctuations d'intensité peuvent être diminuées jusqu'à un facteur 30 (dépendant de la force de la turbulence et de la taille de la pupille  $D$ ), tandis que l'intensité moyenne peut être augmentée d'un facteur allant jusqu'à 6 (également dépendant du  $C_n^2$  et de  $D$ ).

Nous avons ensuite abordé la correction sous-optimale en ne corrigeant que la phase du champ. Nous retrouvons dans le cas sous-optimal, le dimensionnement et les limitations liées à la force de la turbulence et au diamètre de la pupille que nous avons obtenus pour la correction optimale. L'efficacité de la correction est nettement en dessous de la correction optimale pour l'ensemble des cas étudiés.

La troisième partie de ce manuscrit a abordé l'étude des corrections classiques des LOA par OA. Tout d'abord, nous avons étudié l'approche basée sur l'analyse de surface d'onde, typique de l'OA pour l'astronomie. Cette approche basée sur la mesure et la reconstruction des perturbations de phase est fortement sensible à la scintillation. L'intérêt de ce système réside principalement dans sa capacité de correction, lorsque la scintillation est faible, typiquement  $\sigma_R^2 < 1$ . Nous avons montré que la prise en compte d'un nombre limité de modes de Zernike suffit pour atteindre le niveau de correction attendu avec une correction parfaite de la phase. Dans le cadre applicatif étudié, seuls les 35 premiers modes sont nécessaires. Afin de s'affranchir partiellement du problème de scintillation, nous avons proposé l'utilisation de plusieurs faisceaux sonde. Cette configuration permet de moyennner les effets de scintillation et d'étendre le domaine d'application de la correction.

La deuxième approche étudiée a été l'application de la modulation de phase. S'affranchissant des problèmes liés à la scintillation, elle nécessite toutefois une très grande bande passante du miroir déformable. Un tel système de correction ne permet pas de garantir l'optimalité de la correction après convergence. De plus, nous n'obtenons pas des performances nettement supérieures à la mesure de front d'onde (à condition d'utiliser l'approche multi-faisceaux sonde diminuant l'impact de la scintillation).

Les trois approches de correction que nous avons présentées (sous-optimale, faisceau sonde et par modulation) ne permettent que de corriger la phase du champ émis. Nous avons montré, pour les fortes perturbations, que pour l'ensemble des techniques étudiées, aucune ne permet réellement de descendre en dessous du seuil nécessaire pour minimiser le taux d'erreur. Cette constatation met en lumière l'intérêt de l'approche optimale et la nécessité de faire de la correction de phase et d'amplitude.

C'est la raison pour laquelle, nous nous sommes intéressés, et cela fait l'objet de la dernière partie de ce manuscrit, à la mise en œuvre de la correction optimale. Nous avons montré l'importance de l'échantillonnage du plan pupille. Un nombre important d'éléments de correction, approximativement une centaine pour une pupille de  $D = 30\text{cm}$  de diamètre, est nécessaire. L'implémentation de la correction optimale en échantillonnant le plan pupille par une matrice de fibres optiques a été proposée. Celle-ci permet d'obtenir des niveaux de correction largement supérieurs aux corrections limitées à la phase du champ et s'approche, en termes de fluctuations d'intensité, du cas optimal théorique. Malheureusement, le grand nombre d'éléments de correc-

tion, impose soit un développement technologique important, soit l'étude d'approche permettant de réduire ce nombre. Nous avons proposé deux approches différentes. La première consiste à augmenter la longueur d'onde. En passant de  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  (hypothèse de travail des cas présentés) à  $\lambda = 4 \mu\text{m}$ , il est possible de réduire le nombre de degrés de liberté d'un facteur 4. La seconde approche consiste à diluer la pupille afin d'utiliser un nombre restreint d'éléments de correction distribués judicieusement sur une grande surface. Cette approche se rapproche par certains aspect de la synthèse d'ouverture optique des instruments multi-pupilles.

## Perspectives

Les résultats développés dans ce manuscrit, constitue une première étape de l'élaboration d'approches plus globales de la correction de phase et amplitude, telle que l'on souhaite l'appliquer dans le cadre des FSO.

Les essais terrain du projet Fortune43G doivent avoir lieu courant 2010. Lors du dimensionnement du système, nous avons opté pour une pupille sans occultation centrale de  $D = 25 \text{ cm}$  afin de limiter l'effet de la troncature à la réception, mis en avant lors de l'étude de la correction sur faisceau sonde. Nous avons également choisi d'utiliser sept faisceaux contra-propagatifs de manière à atténuer les effets de scintillation sur l'analyse de surface d'onde et d'étendre ainsi le domaine d'application de la correction. L'ASO-SH est composé de  $8 \times 8$  sous-pupilles permettant de corriger environ les cinquante premiers modes de Zernike. Ces essais permettrons de valider expérimentalement le dimensionnement que nous avons effectué et de tester l'approche basée sur la mesure de front d'onde. Nous avons vu, notamment, que les perturbations intermédiaires ( $\sigma_R^2 = 1.4$ ) permettent d'améliorer la liaison optique au-delà de la correction parfaite de la phase. Les raisons fondamentales de ce gain restent à étudier.

En ce qui concerne l'analyse de surface d'onde dans le cadre des LOA, nous n'avons mené des études que sur l'ASO-SH. Or, de nombreux ASO existent actuellement, tel que l'analyseur : pyramide [Ragazzoni-a-96], courbure [Roddi-a-88], YAW [Gendron-a-07], ou encore la diversité [Mugnier-l-06, Gonsalves-a-82]. Une étude approfondie de la pertinence de chacun, dans le cadre des FSO, doit être effectuée afin d'étendre le domaine de validité de la correction de phase. L'utilisation d'un ASO plus approprié aux fortes perturbations, associé à un miroir déformable permettant de reconstruire les sauts de phase, peut éventuellement permettre un gain de performance.

Bien que l'algorithme SPGD soit prometteur, rien ne garantit qu'il soit le meilleur algorithme possible. Malheureusement, aucune étude théorique ne permet de comparer différents algorithmes candidats pour les corrections par OA d'une liaison optique terrestre. Une amélioration des algorithmes existants reste donc à effectuer. De plus, nous n'avons étudié que la modulation de la phase du champ émis. Or nous avons montré, par ailleurs, la nécessité de piloter la phase et l'amplitude du champ à l'émission. L'utilisation de plusieurs miroirs déformable permet de piloter les deux à la fois. La commande ou l'algorithme d'optimisation reste à développer. Dans le cadre de mes travaux de thèse, nous avons élaboré un banc d'optique adaptative permettant la mise en œuvre expérimentale de la correction par modulation phase. Malheureusement, des problèmes d'approvisionnement de certaines pièces n'ont pas permis de l'exploiter de manière

approfondie, et en particulier de tester la méthode de modulation de phase. Comme nous l'avons souligné, cette méthode permet d'améliorer sensiblement le bilan de liaison. La mise en place du banc permet actuellement de mener des études, tant du point de vue expérimental qu'en simulation numérique, sur la modulation de phase du champ à l'émission ainsi que le pilotage de phase et d'amplitude.

En ce qui concerne la correction par OA d'une LOA, je me suis attaché principalement aux études à une longueur d'onde de  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ . Nous avons présenté que l'augmentation de la longueur d'onde, vers  $\lambda = 4 \mu\text{m}$ , permet de bénéficier d'un certain nombre d'avantages. Si cette solution semble prometteuse pour le nombre de degrés de liberté, le dimensionnement du système reste à faire. Les effets de diffraction, la distance atteignable, les diamètres des optiques requis, modifiés par le changement de longueur d'onde, restent à étudier. Une étude théorique approfondie doit être menée pour les différentes approches correctives présentées dans ce manuscrit, notamment lors de la dernière partie sur l'implantation de la correction optimale.

Nous n'avons, dans ce manuscrit, qu'effleuré le problème de la configuration optimale d'un système multi-pupilles permettant de réaliser la correction itérative de phase et d'amplitude (approximation de la correction optimale). Une étude poussée est nécessaire afin d'optimiser la géométrie de la pupille. En effet, l'objectif est double et contradictoire. Le premier est de minimiser au maximum la surface totale de la pupille de correction pour des questions de réduction de complexité et de coût de mise en œuvre. Le deuxième objectif est de maximiser le flux collecté et de minimiser les fluctuations d'intensité afin d'atteindre les spécifications nécessaires aux LOA.

# **Annexes**





# Annexe A

## Rappels

### A.1 Fonction d'erreur

On définit la fonction  $erf(x)$  comme la fonction d'erreur et  $erfc(x)$  sa fonction complémentaire :

$$\begin{aligned} erf(z) &\triangleq \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt \\ erfc(z) &\triangleq 1 - erf(z) \triangleq \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^\infty e^{-t^2} dt \end{aligned}$$

### A.2 Calcul du BER par comptage

Combien de bits  $n$  sont à transmettre pour que, ayant détecté  $k$  erreurs, on puisse assurer un  $BER$  avec un niveau de confiance  $CL$  ?

$$CL = P(k > N | BER), \quad (A.1)$$

où  $BER$  est la probabilité d'erreur pour chaque bit,  $k$  le nombre d'erreurs et  $N$  le nombre d'erreurs spécifié. A chaque transmission, soit on obtient une erreur avec une probabilité d'erreur  $BER$ , soit la transmission est correcte (loi Binomiale), donc :

$$P_n(k) = \frac{n!}{k!(n-k)!} BER^k (1 - BER)^{n-k} \quad (A.2)$$

où  $n$  le nombre de bits transmis. La probabilité qu'au moins  $N$  erreurs arrivent est :

$$P_n(k > N) = 1 - P_n(k \leq N) = 1 - \sum_{k=0}^N \left( \frac{n!}{k!(n-k)!} BER^k (1 - BER)^{n-k} \right) \quad (A.3)$$

Lorsque  $n$  tend vers l'infini et que  $BER$  tend vers 0 avec  $n \times BER = \epsilon$ , la loi binomiale converge vers une loi de Poisson de paramètre  $n \times BER$  :

$$P_n(k) \xrightarrow{n \rightarrow \infty} \frac{(n \times BER)^k}{k!} e^{-n \times BER} \quad (\text{A.4})$$

et donc :

$$CL = P(k > N | BER) = 1 - \sum_{k=0}^N \frac{(n \times BER)^k}{k!} e^{-n \times BER} \quad (\text{A.5})$$

D'où :

$$n = -\frac{\ln(1 - CL)}{\times BER} + \frac{\ln\left(\sum_{k=0}^N \frac{(n \times BER)^k}{k!}\right)}{BER} \quad (\text{A.6})$$

### A.3 Probabilité conditionnelle

On définit la probabilité conditionnelle dans le cas général par :

$$Pr(Y) = \int P_r(Y|X = x) p_X(x) dx \quad (\text{A.7})$$

## **Annexe B**

# **Mitigation of Atmospheric Effects by Adaptive Optics for Free-Space Optical Communication**

# Mitigation of Atmospheric Effects by Adaptive Optics for Free-Space Optical Communications

Noah H. Schwartz<sup>a</sup>, Nicolas Védrenne<sup>a</sup>, Vincent Michau<sup>a</sup>, Marie-Thérèse Velluet<sup>a</sup> and Frédéric Chazallet<sup>b</sup>

<sup>a</sup> ONERA - Optics Department, 29 avenue de la division Leclerc, 92332 Châtillon, France

<sup>b</sup>Shaktiware, 27 boulevard Charles Moretti Bat B, 13014 Marseille, France

## ABSTRACT

Data-rates of long-range free-space optical communication links are deteriorated by atmospheric turbulence which causes power in the bucket fluctuations. In order to compensate for those effects the use of adaptive optics is envisioned. Different solutions have been proposed for the correction. We study here the performances of several compensation methods, encompassing both amplitude and phase and phase-only precompensation. In the case of phase-only precompensation we studied two system designs, one which is dedicated to symmetrical communication systems and the other to dissymmetric systems. In the dissymmetric case we studied two ways of driving the deformable mirror : the use of a Shack-Hartmann wavefront sensor and a model-free phase modulation. For each compensation architecture simulation results covered weak, moderate and strong turbulence conditions.

**Keywords:** Atmospheric turbulence, adaptive optics, free-space optical communication, Monte Carlo simulations, optical propagation

## 1. INTRODUCTION

Local refractive index inhomogeneities (i.e. atmospheric turbulence) disturb the phase of electromagnetic waves propagating through the atmosphere. In the case of a laser beam, they notably give rise to random displacement of the center of gravity (beam wander), significantly broader beams than predicted by the diffraction theory (beam spreading) and illumination fluctuations (scintillation) [1]. These intensity fluctuations can seriously increase bit-error rates [2, 3] of optical communication systems, thus limiting the practical distance and throughput of Free-Space Optical Communications Systems (FSOCS). The rapid growth of FSOCS, and in particular the need to increase their range and data-rate, stimulates the need to study means of mitigating intensity fluctuations. Indeed, optical communication systems have many advantages over their RF-based counterparts. They allow a smaller size and weight, a narrower beam (providing a secure channel), and enable a potential increase in total throughput.

A real-time modification of the emitted beam, can significantly reduce intensity fluctuations [4]. This technique is called precompensation. One of the main issues of phase precompensation is to determine the adequate shape to give to the phase correctors (usually Deformable Mirrors (DM)) in order to optimize the criterion we are interested in, that is to say power in the bucket. Two different methods arise from this precompensation need: phase measurement and phase modulation. Phase measurement supposes that the correction phase optimizing our criterion is the actual measured phase by the wavefront sensor (WFS). The behavior the the most currently used wavefront sensor (WFS), the Shack-Hartmann (SH), is usually poorly know under strong turbulence conditions. On the other hand, phase modulation techniques require compensation devices significantly faster than the turbulence evolution time-scale [5, 6].

In the present work, we investigated an adaptive optics (AO) system approach to correct for atmospheric disturbances by means of numerical simulations. In section 2 we present a brief description of the FSO system context. In section 3 we present an iterative method to estimate the optimal correction. This correction is based

---

Further author information:

Noah.Schwartz@onera.fr, Telephone:+33 (0)1 46 73 48 82

Vincent.Michau@onera.fr, Telephone: +33 (0)1 46 73 47 80

on perfect phase conjugation. We also discuss the possibility of altering the performance by means of simple phase-only correction. A non-iterative correction and its implementation based on a SH phase measurement is reported in section 4. A model-free phase modulation precompensation is described in section 5.

## 2. LONG-DISTANCE TERRESTRIAL FSO SYSTEMS

### 2.1 Context of Study

The context of the study is a  $10\text{km}$  terrestrial commercial Free-Space Optical (FSO) communication link. Selecting the wavelength for such a system is a trade-off between atmospheric absorption (i.e. atmospheric windows), scattering, turbulence effects and available technology. The maximum operating wavelength will be set to  $1.5\mu\text{m}$ . Furthermore, as turbulence strength (characterized by the index of refraction structure constant  $C_n^2$ ) is a decreasing function of height, it is best to place the FSO system as high above the ground as possible. On the other hand, wind speed tends to increase with altitude as well as the needed bandwidth of the correction system. The system should be placed approximately at an altitude of  $30\text{m}$ . A constant  $C_n^2$  can be considered because the communication link will be horizontal. Various cases of turbulence strength will be studied in this paper:  $C_n^2 = 1.10^{-16}\text{m}^{-2/3}$ ,  $C_n^2 = 1.10^{-15}\text{m}^{-2/3}$  and  $C_n^2 = 1.10^{-14}\text{m}^{-2/3}$ , corresponding respectively to a Rytov variance for a plane wave of  $\sigma_1^2 = 0.14$ ,  $\sigma_1^2 = 1.4$  and  $\sigma_1^2 = 14$ , where  $\sigma_1^2 = 1.23k^{7/6}C_n^2L^{11/6}$ . The scope of this work will thus encompass weak to strong perturbation regimes. Normalized power in the bucket can be used as a first approximation to estimate the link quality:

$$I = \frac{\int d\mathbf{r}U(\mathbf{r})\cdot U^*(\mathbf{r})\mathcal{P}(\mathbf{r})}{\int d\mathbf{r}U(\mathbf{r})\cdot U^*(\mathbf{r})}, \quad (1)$$

where  $\mathcal{P}$  is the pupil of the receiving telescope and  $U(\mathbf{r})$  is the received electromagnetic field. Losses due to incomplete focalization into an optical fiber, atmospheric absorption and the such are not taken into account. The mean power in the bucket will be noted  $\langle I \rangle$ , where  $\langle . \rangle$  is the statistical average. For the remainder of the paper we will use mean intensity (mean power in the bucket) and of the normalized intensity fluctuations ( $\frac{\sqrt{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}}{\langle I \rangle}$ ) to estimate the communication link quality.

## 3. OPTIMAL LASER BEAM SHAPING BY MEANS OF ITERATIVE CORRECTION

The general purpose of this paragraph is to present an optimal laser beam shape in order to maximize transmission of a laser beam propagation through a turbulent atmosphere. This method, based on an approach proposed by Barchers [7], enables an increase in mean power in the bucket and a decrease in intensity fluctuations. This type of correction leads to a symmetrical system where both emitter and receiver are identical.

### 3.1 Optimal Correction based on a Amplitude and Phase Iterative Correction

Figure 1 illustrates the basic concept of the iterative amplitude and phase correction. The electromagnetic field is propagated back and forth across the turbulent volume. At the level of each telescope a pseudo-phase conjugation is performed. The correction necessitates the use of two or more phase compensation devices in order to control both emitted amplitude and emitted phase. The implemented algorithm utilizes an iterative

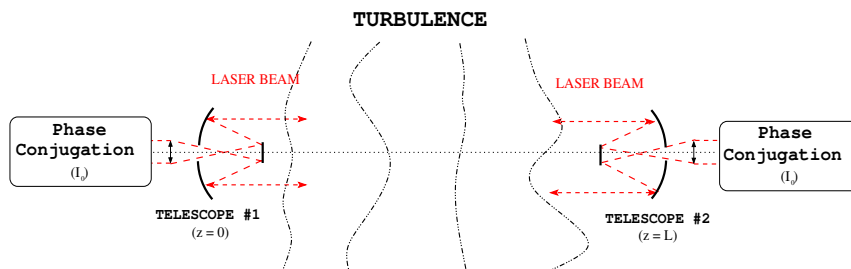


Figure 1. Basic concept of the optimal amplitude and phase iterative correction.

propagation between the two telescopes of the communication link. The different steps in the iterative correction are presented below, where:  $z = 0$  (resp.  $z = L$ ) corresponds to the position of telescope number 1 (resp. 2),  $I_0$  is the nominal intensity emitted by the laser beams ( $\int |U_0(\vec{r}, z = 0)|^2 d\vec{r} = I_0$ ),  $\mathcal{P}_1$  (resp.  $\mathcal{P}_2$ ) corresponds to the pupil of telescope number 1 (resp. 2),  $D$  is the pupil diameter. The operator  $\mathcal{G}^+$  (resp.  $\mathcal{G}^-$ ) represents the propagation through atmospheric turbulence along increasing (resp. decreasing)  $z$ . The subscript for each complex field depicts the iteration index and the complex conjugate of  $U_i$  is  $U_i^*$ :

$$U_i(\vec{r}, z = 0) = \mathcal{G}^- \left[ \frac{I_0}{\int |U_{i-1}(\vec{r}, z = L)|^2 d\vec{r}} U_{i-1}^*(\vec{r}, z = L) \times \mathcal{P}_2 \right] \quad (2)$$

$$U_i(\mathbf{r}, z = L) = \mathcal{G}^+ \left[ \frac{I_0}{\int |U_i(\vec{r}, z = 0)|^2 d\vec{r}} U_i^*(\vec{r}, z = 0) \times \mathcal{P}_1 \right], \quad (3)$$

The nominal beam shape injected to the system is  $U_0(\mathbf{r}, z = 0) = A_0 \exp\left(-\frac{\mathbf{r}^2}{w_{z=0}^2} - i\frac{k\mathbf{r}^2}{2F_{z=0}}\right)$ , where  $w_{z=0}^2$  is the beam width at the emitter and  $F_{z=0}$  the radius of curvature. After each propagation, a normalization by  $I_0$  is performed to take into account the initial laser beam power. This simulation algorithm was used to compute the effectiveness of the optimal correction as a function of the pupil diameters (Figure 2). The purpose of this optimal iterative correction is to attain a propagation mode of the system composed by  $\{\text{telescope \#1, turbulent atmosphere, telescope \#2}\}$ . This approach can be compared to a spatial mode selection in laser beam cavity. When this mode is obtained, losses due to atmospheric turbulence and pupil truncation are minimized. As expected [7], the pupil diameter has a fundamental effect on link quality. When pupil diameters are too small, this type of a propagation mode is impossible to reach due to the prominent constraints imposed on the spatial limitation of the beam. When the diffraction effects are negligible this mode can be obtained. If they are no longer negligible (longer wavelength or smaller pupil diameter), this mode will not be attained. This is why we observe that the uncorrected beam can yield even better results than the corrected beam for very small pupils. On the other hand, it can be observed that for large pupils the gap between optimality and beam propagation without correction decreases; this is due to the pupil averaging effect. As the pupil diameter increases, more energy is collected by the pupil. For large enough pupils, all the energy will be collected and the correction effectiveness will lose interest. Plain pupils are used for this simulation ; telescopes with a central occultation

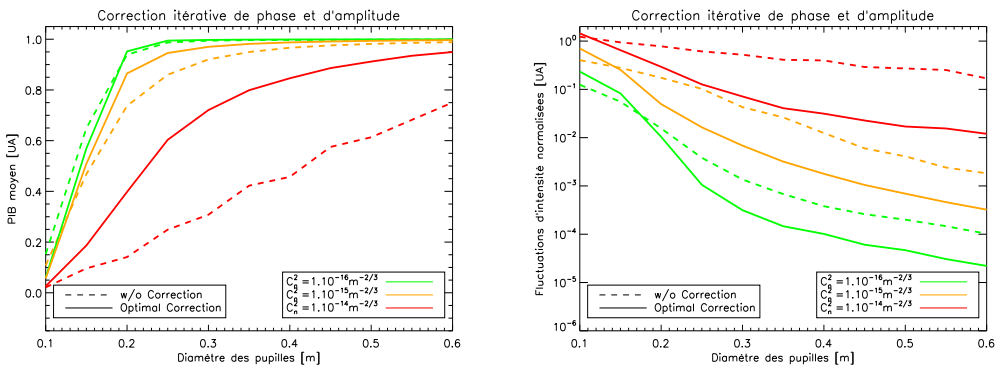


Figure 2. Effectiveness of optimal correction as a function of pupil diameters. Propagation length:  $10\text{km}$ ,  $\lambda = 1.5\mu\text{m}$ . Statistics are calculated on 300 propagations. Green:  $C_n^2 = 1.10^{-16} m^{-2/3}$ , yellow:  $C_n^2 = 1.10^{-15} m^{-2/3}$ , red:  $C_n^2 = 1.10^{-14} m^{-2/3}$ . Solid lines: optimal correction, dashed lines: no correction. Left: Mean power in the bucket as a function of pupil diameter and turbulence strength. Right: intensity fluctuations as a function of pupil diameter and turbulence strength.

have not yet been taken into account. The authors are currently addressing this issue. According to Figure 2, a pupil diameter between  $20\text{cm}$  and  $50\text{cm}$  seems to be a good compromise. To minimize the general bulk of the system while maintaining a decent correction, a  $30\text{cm}$  pupil can be judiciously chosen.

Figure 3 presents the evolution of mean power in the bucket and mean intensity fluctuations as a function of the iteration index. Clearly the first iteration has the most effect. Nevertheless, each step refines the correction

towards optimality. Only a few iterations are necessary to achieve a reasonable correction. For example, in the strongest turbulence simulated case (i.e.  $C_n^2 = 1.10^{-14}m^{-2/3}$ ), mean intensity evolves from 0.30 to 0.72 in only five iterations. The iterative correction changes normalized intensity fluctuations from 0.52 to 0.071. Based on these curves, we see that intrinsic limitations of the optimal correction are both set by the pupil diameter and by the turbulence strength.

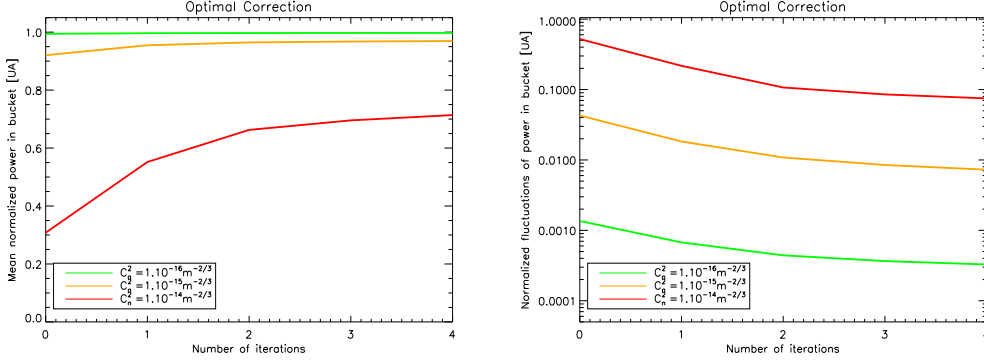


Figure 3. Effectiveness of optimal correction as a function of iterations. Pupil diameter:  $30cm$ . Propagation length:  $10km$ ,  $\lambda = 1.5\mu m$ . Statistics are calculated on 300 propagations. Green:  $C_n^2 = 1.10^{-16}m^{-2/3}$ , yellow:  $C_n^2 = 1.10^{-15}m^{-2/3}$ , red:  $C_n^2 = 1.10^{-14}m^{-2/3}$ .

Upper part of Figure 4 illustrates a typical realization of energy distribution after a  $10km$  propagation of a laser through atmospheric turbulence. Side by side are presented the propagation of a laser beam without any correction and the laser beam after optimal correction. The  $30cm$  pupil is presented on these images to illustrate the effectiveness of the correction. After 10 iterations most of the energy is contained within the pupil. Optimal correction can be used as a reference to understand the performances of other precompensation devices. As mentioned earlier, a correction that needs to compensate for both phase and amplitude requires at least two deformable mirrors to operate. Each additional mirror increases the cost of the correction device. With this perspective in mind, one can investigate the eventual loss of correction quality by use of a phase-only correction. Correcting only the phase of an electromagnetic field can be performed by means of a single deformable mirror.

### 3.2 Iterative Phase-Only Correction

Phase-only correction is obtained by replacing the phase conjugation  $U_i^*(\mathbf{r})$  (equations (2) and (3)) at the  $i^{th}$  iteration by the phase-only correction. For example, equation (3) then becomes:

$$U_i(\mathbf{r}, z = L) = \mathcal{G}^+ \left[ \frac{I_0 U_0(\vec{r}, z = 0)}{\int |U_i(\vec{r}, z = 0)|^2 d\vec{r}} \times \frac{U_i^*(\vec{r}, z = 0)}{|U_i(\vec{r}, z = 0)|} \times \mathcal{P}_1 \right] \quad (4)$$

Figure 4 illustrates a typical phase-only correction result. After 10 iterations, a notable gain can be achieved. Side by side, we illustrate the propagation of a laser beam without any correction, and the laser beam after phase-only correction. Phase-only correction seems to yield poorer results than the optimal phase and amplitude correction. Nevertheless, phase-only correction still leads to a more noticeable improvement than without precompensation. Figure 5 plots phase-only results as a function of the pupil diameters for 300 statistically independent realizations. Figure 6 illustrates phase-only efficiency as a function of iteration index. Only a few iterations are necessary to achieve a good correction. For example, in the strongest turbulent case (i.e.  $C_n^2 = 1.10^{-14}m^{-2/3}$ ), mean intensity increases from 0.3 to 0.64 in only five iterations and changes normalized intensity fluctuations from 0.52 to 0.156. Limitations of the phase-only correction are set both by the pupil diameter and the turbulence strength. These results compare well with the optimal correction. For a  $30cm$  pupil and  $C_n^2 = 1.10^{-14}m^{-2/3}$ , the mean power in the bucket (resp. intensity fluctuations) is 0.64 (resp. 0.1568) for phase-only and 0.72 (resp. 0.071) for optimal correction after iteration. The simulations performed for phase-only correction used a narrow collimated beam ( $exp(-1)$  amplitude beam radius at pupil level  $w_0 \approx 7cm$ ).



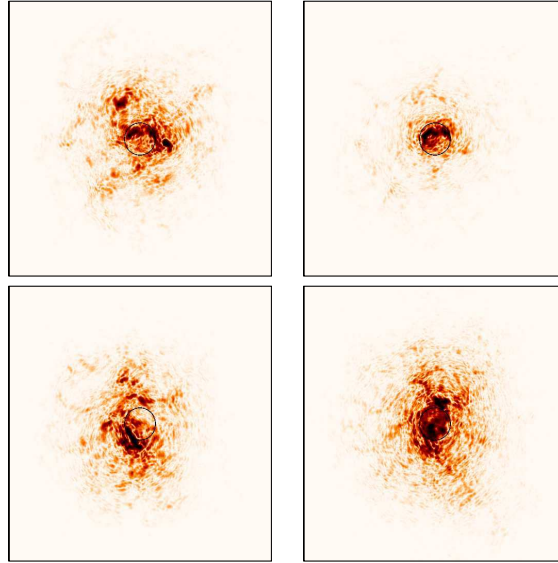


Figure 4. Typical energy distribution for iterative optimal and phase-only correction. Top: optimal correction. Bottom: phase-only correction. Left: No correction; right: optimal (reps. phase-only) correction after 10 iterations. Circles represent a 30cm pupil diameter. Propagation length: 10km,  $\lambda = 1.5\mu\text{m}$ .  $C_n^2 = 1.10^{-14} \text{m}^{-2/3}$ . These two figures have been obtained under the same atmospheric turbulence conditions. Logarithmic scaling.

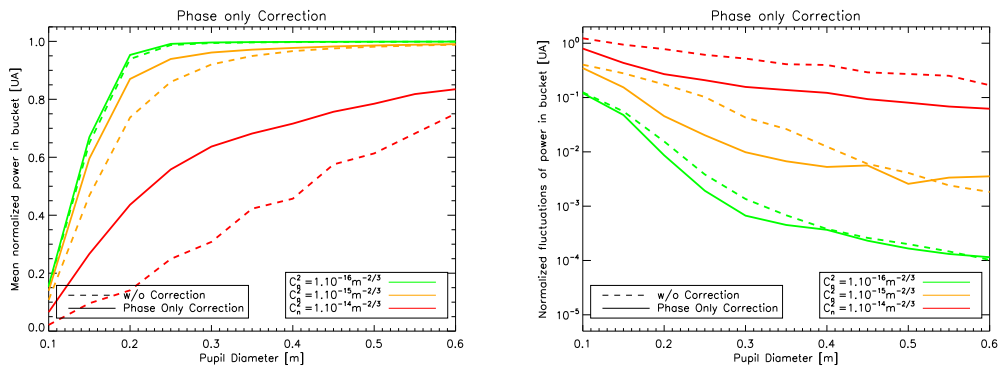


Figure 5. Effectiveness of iterative phase-only correction as a function of pupil diameters. Propagation length: 10km,  $\lambda = 1.5\mu\text{m}$ . Statistics calculated on 300 propagations. Left: Mean normalized power in the bucket ( $\langle I \rangle$ ); right: normalized fluctuations of power in the bucket ( $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$ ). Green:  $C_n^2 = 1.10^{-16} \text{m}^{-2/3}$ , yellow:  $C_n^2 = 1.10^{-15} \text{m}^{-2/3}$ , red:  $C_n^2 = 1.10^{-14} \text{m}^{-2/3}$ . Solid lines: phase-only correction; dashed lines: no correction.

An optimization of the initial laser beam radius in the case of a phase-only iterative correction is presented Figure 7. When the beam waist is too small, natural beam divergence induces a strong reduction in the total collected energy at the receiver pupil. On the other hand, when the beam waist is too big an important truncation will be introduced by the emitter pupil. These simulations place an upper limit on phase only correction efficiency. However, the development of a system based on an iterative correction requires two AO systems. Before considering such a complex device, we need study more classical approaches.

## 4. PHASE-ONLY CORRECTION WITH DISSYMMETRIC BEAMS

### 4.1 Concept of Correction

The aim of this paragraph is to present a particular type of phase-only correction [8]. The interest of this type of configuration is that only one AO system is necessary, and not two as for the iterative approach. This correction circumvents the iteration process and will precompensate the emitted beam in a single propagation.

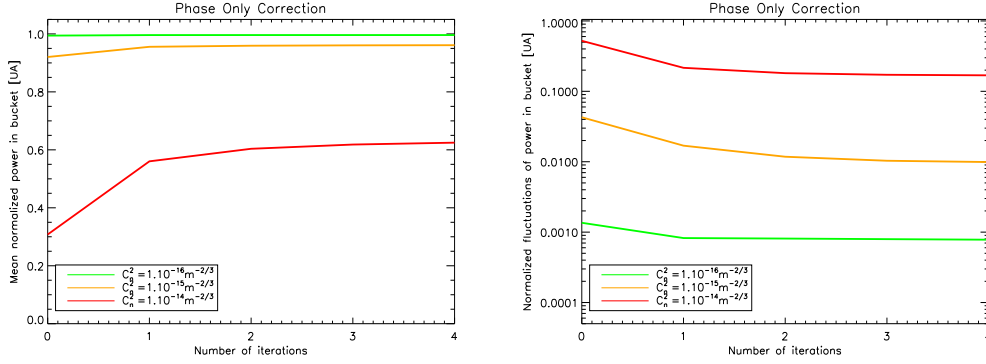


Figure 6. Effectiveness of iterative phase-only correction as a function of iteration index. Propagation length:  $10km$ ,  $\lambda = 1.5\mu m$ , pupil diameter:  $30cm$ . Statistics are calculated on 300 propagations. Green:  $C_n^2 = 1.10^{-16} m^{-2/3}$ , yellow:  $C_n^2 = 1.10^{-15} m^{-2/3}$ , red:  $C_n^2 = 1.10^{-14} m^{-2/3}$ .

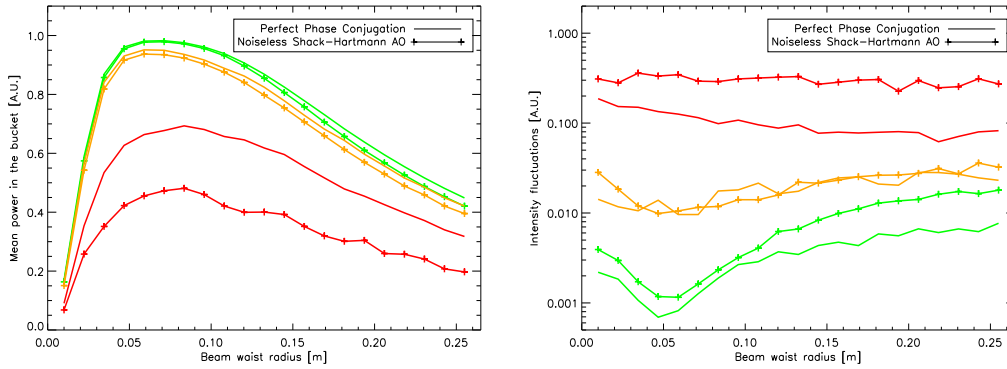


Figure 7. Evolution of the figures of merit as a function of the initial laser beam radius in the case of a phase-only iterative correction. Propagation length:  $10km$ ,  $\lambda = 1.5\mu m$ . Statistics are calculated on 300 propagations. Left: mean normalized power in the bucket ( $\langle I \rangle$ ); right: normalized fluctuations of power in the bucket ( $\frac{\sigma}{\langle I \rangle}$ ). Green:  $C_n^2 = 1.10^{-16} m^{-2/3}$ , yellow:  $C_n^2 = 1.10^{-15} m^{-2/3}$ , red:  $C_n^2 = 1.10^{-14} m^{-2/3}$ . Solid lines: optimization with exact phase-only correction, pluses: optimization with a noiseless SH-WFS.

More precisely, a back-propagating laser beam (from receiver to emitter) will probe atmospheric disturbances. To prevent effects of beam wander, this uncorrected beam should be chosen to be largely divergent. Scintillation

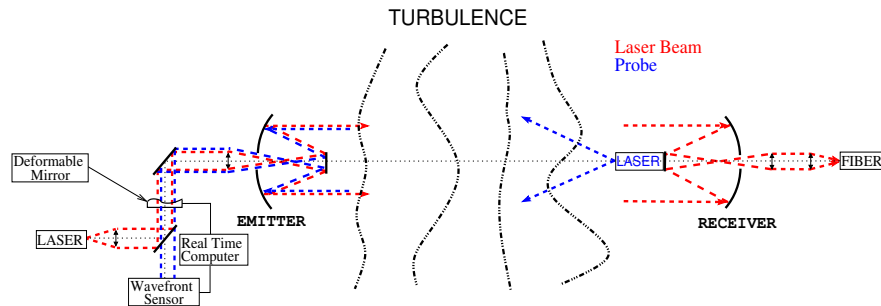


Figure 8. Configuration of the single-source probe precompensation device with a WFS. The mirror surface is updated by the real time computer (RTC) based on the WFS measurements.

effects are caused by the propagation of phase aberrations. Scintillation will thus not be affected by phase disturbances that are close to the receiver. Therefore, a largely divergent beam is appropriate as a probe because it will poorly probe this region of space while still properly probing turbulence close to the emitter. On the

other hand, the forward propagating beam (from emitter to receiver) will be a collimated beam to insure that a maximum of the energy is collected through the receiver. For the rest of the paper a  $w_0 = 10\text{cm}$  beam will be chosen. Figure 8 presents the system configuration.

Figure 9 plots the evolution of the correction as a function of the pupil diameter. In the strongest turbulence

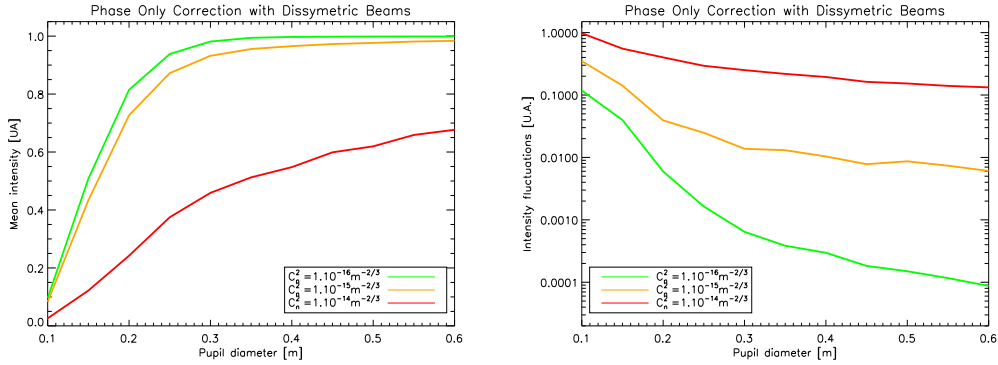


Figure 9. Performance of a phase-only dissymmetric beam correction as a function of pupil diameter. Propagation length:  $10\text{km}$ ,  $\lambda = 1.5\mu\text{m}$ . Statistics calculated on 300 propagations. Left: mean normalized power in the bucket ( $\langle I \rangle$ ); right: normalized fluctuations of power in the bucket ( $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$ ).

studied case (i.e.  $C_n^2 = 1.10^{-14}\text{m}^{-2/3}$ ), mean power in the bucket increases from 0.3 to 0.46 and brings normalized intensity fluctuations from 0.52 to 0.25. A typical realization of a phase-only correction utilizing dissymmetric beams is presented Figure 10.

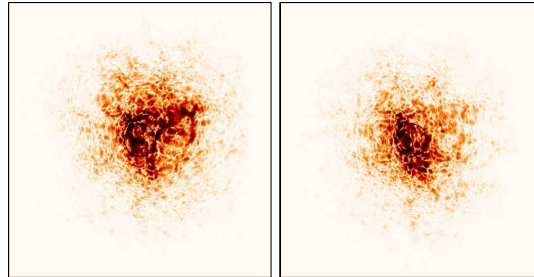


Figure 10. Typical energy repartition of a phase-only dissymmetric beam correction in the receiver plane. Left: No correction; right: correction. Circle represent a  $30\text{cm}$  pupil. Propagation length:  $10\text{km}$ ,  $\lambda = 1.5\mu\text{m}$ .  $C_n^2 = 1.10^{-14}\text{m}^{-2/3}$ . These two figures have been obtained under the same atmospheric turbulence conditions. Logarithmic scaling.

A summary of the different correction types is presented Table 1 where optimal, iterative phase-only and dissymmetric phase-only corrections can be compared. Although the dissymmetric phase-only precompensation gives poorer results than optimal iterative correction, it still provides a clear amelioration. For example: normalized intensity fluctuations are halved and mean power in the bucket is multiplied by 1.5 for  $C_n^2 = 1.10^{-14}\text{m}^{-2/3}$ .

Until now the exact phase has been used to perform the correction. Phase analysis problems have so far been discarded. WFS's are known to function poorly in strong scintillation regimes (see Figure 10). The next paragraph addresses the use of such a phase measurement.

## 4.2 Shack-Hartman Based Correction : noiseless case

A noiseless SH WFS is used to measure the phase of the back-propagating laser probe beam. The simulated SH is composed of 7 by 7 lenslets. Slopes are estimated from lenslet images. The correction is performed by a DM correcting 38 Zernike modes. Figure 11 illustrates the correction effectiveness as a function of pupil

	$C_n^2 [\text{m}^{-2/3}]$	$\langle I \rangle$	$\sigma_I$		$C_n^2 [\text{m}^{-2/3}]$	$\langle I \rangle$	$\sigma_I$
<b>No Correction</b>	$1.10^{-16}$	0.99	0.001	<b>Phase-Only Iterative Correction</b>	$1.10^{-16}$	0.99	0.0007
	$1.10^{-15}$	0.92	0.04		$1.10^{-15}$	0.96	0.01
	$1.10^{-14}$	0.31	0.5		$1.10^{-14}$	0.64	0.15
<b>Optimal Iterative Correction</b>	$1.10^{-16}$	0.99	0.0003	<b>Phase-Only Dissymmetric Correction</b>	$1.10^{-16}$	0.98	0.0006
	$1.10^{-15}$	0.97	0.007		$1.10^{-15}$	0.93	0.01
	$1.10^{-14}$	0.72	0.07		$1.10^{-14}$	0.46	0.25

Table 1. Comparative table of correction efficiency. Statistics are calculated from 300 propagations. Wavelength  $1.5\mu\text{m}$ , propagation distance:  $10\text{km}$ , pupil diameter:  $30\text{cm}$ .

diameter. Surprisingly under certain conditions of turbulence strength and pupil diameters the noiseless SH based correction can lead to better performances than with a perfect dissymmetric phase-only correction. The difference is small and this slight gain can be explained by the spatial filtering performed by each lenslet. This spatial filtering actually filters modes that deteriorate the quality of correction.

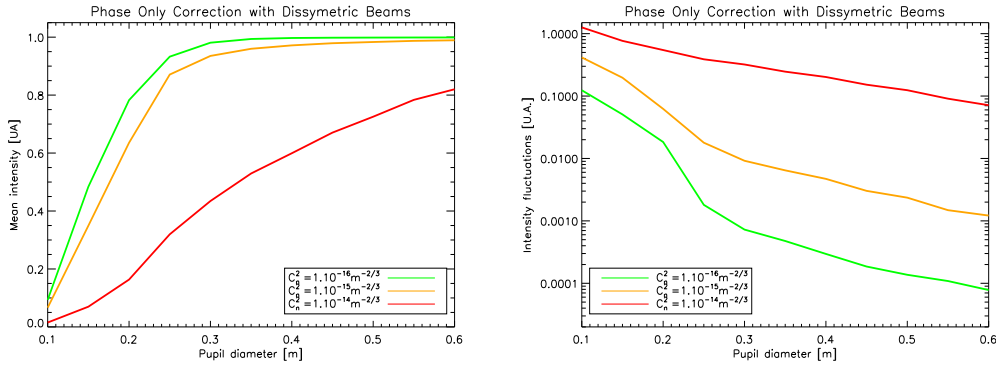


Figure 11. Performance of a phase-only dissymmetric beam correction as a function of pupil diameter. The phase measurement is performed by a noiseless 7 by 7 Shack-Hartmann WFS. Propagation length:  $10\text{km}$ ,  $\lambda = 1.5\mu\text{m}$ . Statistics are calculated on 300 propagations. Left: mean normalized power in the bucket ( $\langle I \rangle$ ); right: normalized fluctuations of power in the bucket: ( $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$ ).

## 5. CORRECTION BY MODEL-FREE PHASE MODULATION

As previously shown, strong scintillation conditions deteriorate the accuracy of phase reconstruction. This leads to poor correction quality. Alternative methods, like phase modulation, avoiding the use of wavefront measurements, have been proposed in the early developments of AO [9, 10]. The main drawback of this technique lies in the convergence time of the correction. For this study, we use a segmented mirror in which each element can be driven in piston. Figure 12 illustrates a typical segmented mirror used for the simulations with addresses for each mirror segment. Phase modulation precompensation technique needs both a low data-rate feedback and an ultra-fast DM.

### 5.1 Sequential Perturbations

Optimization is done sequentially by addressing one mirror segment at a time. The figure of merit is estimated for the 21 positions of each segment. We keep the mirror element in the position that maximizes the received energy in the bucket. After having addressed all mirror segments, another round is performed. The first round of optimization gives excellent results and demonstrates that, when using a sequential perturbation correction, it is unnecessary to continue any further [11]. Figure 13 shows the evolution of both metrics as a function of addressed mirror segment.

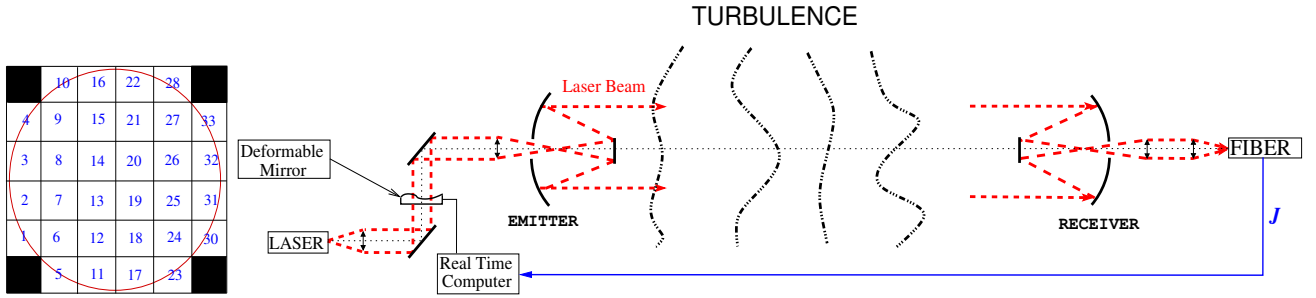


Figure 12. Left: sketch of segmented mirror and address of each mirror element for a 6 by 6 mirror. Numbers represent the address of each element. Right: Configuration of a phase modulation precompensation device. The real time computer (RTC) updates the mirror surface by knowing metric  $J$ .

The correction is performed with a 7 by 7 segments mirror, that is with roughly the same number of degrees of correction as in the previous case (probe plus WFS). The correction performed by a sequential perturbation correction yields similar results. Nonetheless, under strong turbulence conditions, phase modulation seems to perform even better. The evolution curves as a function of the segment number evolves slowly at the beginning

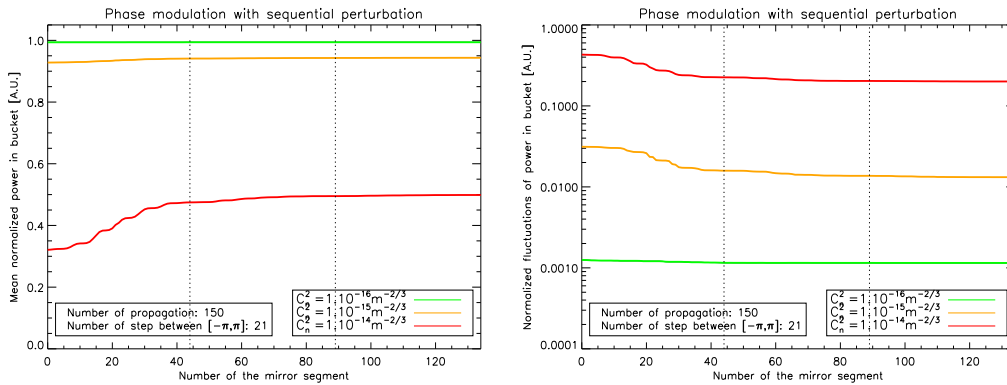


Figure 13. Performance of a sequential perturbations correction. Precision of piston steps:  $\lambda/21$ . Vertical dashed lines design when all segments have been addressed; another round of correction is then performed starting by element number 1. Propagation length:  $10km$ ,  $\lambda = 1.5\mu m$ , pupil diameter:  $30cm$ . Statistics are performed on 150 propagations. Left: mean normalized power in the bucket ( $\langle I \rangle$ ); right: normalized fluctuations of power in the bucket ( $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$ ). Number of segments for the deformable mirror:  $7 * 7$ .

and slowly at the end of a cycle. Only the middle part, progressing by steps, seems to evolve rapidly. This is due to the way we address the mirror segments. The mirror segments located at the center correspond to the most energetic part of the beam.

## 5.2 Parallel Perturbations: SPGD

The main drawback of phase modulation is its response time. To diminish the time of convergence, an algorithm based on stochastic parallel gradient descent (SPGD) has been proposed [6, 12]. For each mirror segment, an elementary perturbation  $\epsilon$  is applied; this perturbation has a given amplitude but a random sign  $\delta u_I = \mp \epsilon$ . The obtained power in the bucket after precompensation and propagation through turbulence is given by  $I_+$ . Next, the exact opposite of the previous elementary perturbations is applied and the obtained power in the bucket is then noted  $I_-$ . Let  $u_I^n$  be the mirror position at iteration  $n$ . Correction updates of mirror segments at step  $n + 1$  is done according to the rule [12]:

$$u_I^{n+1} = u_I^n + \gamma(I_+^n - I_-^n) \text{sign}(\delta u_I^n), \quad (5)$$

where  $\gamma$  can either be a constant or a variable. A constant  $\gamma$  has been used. A variable  $\gamma$  has been proposed [13] to increase the convergence speed of the SPGD algorithm and this issue is currently being address by the

authors. We can observe that the results obtained are comparable to those obtained by sequential perturbations. Only a ten or so iterations seem necessary to converge to a good correction quality, as compared to a few hundred for sequential perturbations.

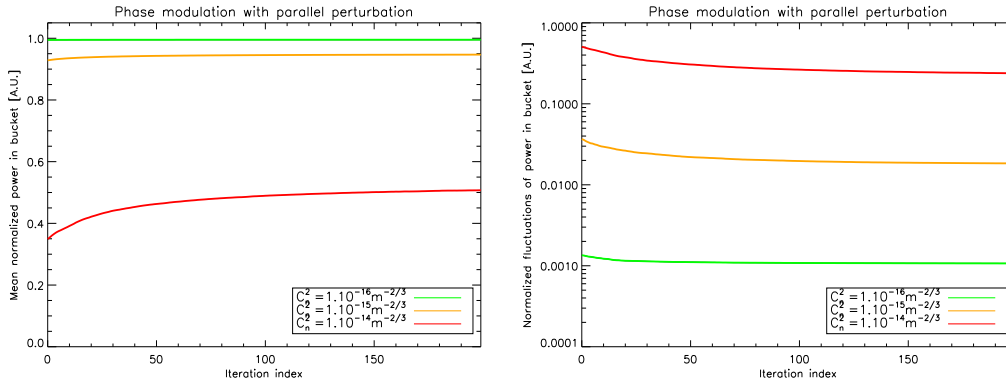


Figure 14. Performance of a SPGD perturbations correction. Precision of piston steps:  $\lambda/21$ . Vertical dashed lines designate when all segments have been addressed; another round of correction is then performed starting by element number 1. Propagation length:  $10\text{km}$ ,  $\lambda = 1.5\mu\text{m}$ , pupil diameter:  $30\text{cm}$ . Statistics are performed on 150 propagations. Left: mean normalized power in the bucket ( $\langle I \rangle$ ); right: normalized fluctuations of power in the bucket ( $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$ ). Number of segments for the deformable mirror:  $7 * 7$ .

## 6. DISCUSSION

We studied the impact of different correction strategies for a Free-Space optical communication system. These strategies were compared to an optimal correction based on iterative phase conjugation precompensation. These correction types comprise of a phase-only iterative correction, a dissymmetric phase-only correction and a phase modulation correction. It has been shown that a simple correction implementing a single mirror and thus a phase-only correction is possible. Moreover it has been shown that both dissymmetric and phase modulation can produce good correction quality. Nevertheless, none of these techniques is a clear winner. The turbulence coherence time is of the order of  $5\text{ms}$  to  $10\text{ms}$  for classical turbulence strength and medium wind speed ( $\approx 10\text{m/s}$ ) for the case studied here. In order to use a phase modulation correction, the deformable mirror will have to be frequently updated during the lifetime of atmospheric turbulent cells. On the other hand techniques based on SH-WFS are not robust and lose accuracy in strong turbulences.

A pupil of approximately  $30\text{cm}$  has been shown to be sufficient to enable good correction quality. If the correction needs to be improved further (even longer distances, stronger turbulence) then it will be necessary to implement at least a two mirror precompensation. A test bench is currently under development at ONERA to study phase modulation correction.

## ACKNOWLEDGMENTS

This work has been realized in the framework of a Ph.D. thesis. Funding for this work was provided by ONERA and the Provence Alpes Côte d’Azur region.

## REFERENCES

- [1] Andrews, L. C. and Phillips, R. L., [*Laser Beam Propagation through Random Media*], SPIE Press, Bellingham, Wash. (1998).
- [2] Bloom, S., Korevaar, E., Schuster, J., and Willebrand, H., “Understanding the performance of free-space optics [invited],” *J. Opt. Netw.* **2**, 178–200 (2003).

- [3] Ricklin, J., Bucaille, S., and Davidson, F. M., "Performance loss factors for optical communication through clear air turbulence," in [*Free-Space Laser Communication and Active Laser Illumination III*], Voelz, D. G. and Ricklin, J. C., eds., *Proc. SPIE* **5160**, 1–12 (2004).
- [4] Tyson, R. K., "Bit-error rate for free-space adaptive optics laser communications," *J. Opt. Soc. Am. A* **19**, 753–758 (2002).
- [5] Yu, M. and Vorontsov, M. A., "Compensation of distant phase-distorting layers. I. narrow-field-of-view adaptive receiver system," *J. Opt. Soc. Am.* **21**, 1645–1658 (Sep 2004).
- [6] Vorontsov, M. A., Carhart, G. W., and Ricklin, J. C., "Adaptive phase-distortion correction based on parallel gradient descent optimization," *Opt. Lett.* **22**, 907–909 (1997).
- [7] Barchers, J. D. and Fried, D. L., "Optimal control of laser beams for propagation through a turbulent medium," *J. Opt. Soc. Am. A* **19**, 1779–1793 (2002).
- [8] Tyson, R. K., Canning, D. E., and Tharp, J. S., "Measurement of the bit-error rate of an adaptive optics, free-space laser communications system, part 1: tip-tilt configuration, diagnostics, and closed-loop results," *Optical Engineering* **44**(9) (2005).
- [9] Hardy, J. W., "Active optics: a new technology for the control of light," *Proc. IEEE* **66**, 651–697 (1978).
- [10] O'Meara, T. R., "The multidither principle in adaptive optics," *J. Opt. Soc. Am.* **67**, 306–315 (1977).
- [11] Vellekoop, I. M. and Mosk, A. P., "Focusing coherent light through opaque strongly scattering media," *Opt. Lett.* **32**, 2309–2311 (2007).
- [12] Weyrauch, T. and Vorontsov, M. A., "Atmospheric compensation with a speckle beacon in strong scintillation conditions: directed energy and laser communication applications," *Appl. Opt.* **44**, 6388–6401 (2005).
- [13] Weyrauch, T., Vorontsov, M., Bifano, T., Hammer, J., Cohen, M., and Cauwenberghs, G., "Microscale adaptive optics: wave-front control with a  $\mu$ -mirror array and a VLSI stochastic gradient descent controller," *Appl. Opt.* **40**, 4243–4253 (2002).

# Annexe C

## Liste des publications

### Revue à comité de lecture

A. Khalighi, **N. Schwartz**, N. Aitamer, S. Bournnane, *Fading Reduction by Aperture Averaging and Spatial Diversity in Optical Wireless Systems*, J. Opt. Commun. Netw., 1, pp. 580-593, 2009.

### Articles de conférences

A. Khalighi, N. Aitamer, **N. Schwartz**, S. Bournnane, *Turbulence Mitigation by Spatial Diversity in Optical Wireless Systems*, ConTel09, June 2009.

**N. Schwartz**, N. Vedrenne, V. Michau, M.-T. Velluet, and F. Chazallet, *Mitigation of atmospheric effects by adaptive optics for free-space optical communications*, Proc. SPIE 7200, January 2009.





# **Bibliographie**



# Bibliographie

- [Achour-a-03] M. ACHOUR, Free-space optics wavelength selection : 10  $\mu\text{m}$  versus shorter wavelengths [invited], J. Opt. Netw., 2(6) :127–143, June 2003.
- [Al-Habash-a-01] M. A. AL-HABASH, L. C. ANDREWS, ET R. L. PHILLIPS, Mathematical model for the irradiance probability density function of a laser beam propagating through turbulent media, Optical Engineering, 40 :1554–1562, August 2001.
- [Aljada-p-06] M. ALJADA, K. ALAMEH, ET K. AL-BEGAIN, Distributed wireless optical communications for humanitarian assistance in disasters, Proc. of IEEE, Jan. 2006, pp. 4 pp.–.
- [Andrews-a-01] L. C. ANDREWS, M. A. AL-HABASH, C. Y. HOPEN, ET R. L. PHILLIPS, Theory of optical scintillation : Gaussian-beam wave model, Waves in Random Media, 11 :271–291, Juil. 2001.
- [Andrews-a-99] L. C. ANDREWS, R. L. PHILLIPS, C. Y. HOPEN, ET M. A. AL-HABASH, Theory of optical scintillation, J. Opt. Soc. Am. A, 16(6) :1417–1429, 1999.
- [Andrews-l-01] L. C. ANDREWS, R. L. PHILLIPS, ET C. Y. HOPEN, Laser beam scintillation with applications, SPIE Press, Bellingham, 2001.
- [Andrews-l-98] L. C. ANDREWS ET R. L. PHILLIPS, Laser beam propagation through random media, Proc. Soc. Photo-Opto. Instrum. Eng., 1998.
- [Andrews-p-08] L. C. ANDREWS ET R. L. PHILLIPS, Recent results on optical scintillation in the presence of beam wander, vol. 6878, Proc. Soc. Photo-Opto. Instrum. Eng., 2008, p. 687802.
- [Aubailly-a-08] M. AUBAILLY ET M. A. VORONTSOV, Imaging with an array of adaptive subapertures, Opt. Lett., 33(1) :10–12, 2008.
- [Babcock-a-53] B. BABCOCK, The possibility of compensating astronomical seeing, Astronomical Society of the Pacific, 65 :229–236, 1953.
- [Barchers-a-01-a] J. D. BARCHERS ET B. L. ELLERBROEK, Improved compensation of turbulence-induced amplitude and phase distortions by means of multiple near-field phase adjustments, J. Opt. Soc. Am. A, 18 :399–411, February 2001.

- [Barchers-a-01-b] J. D. BARCHERS, Evaluation of the impact of finite-resolution effects on scintillation compensation using two deformable mirrors, *J. Opt. Soc. Am. A*, 18 :3098–3109, December 2001.
- [Barchers-a-02-a] —, Closed-loop stable control of two deformable mirrors for compensation of amplitude and phase fluctuations, *J. Opt. Soc. Am. A*, 19 :926–945, May 2002.
- [Barchers-a-02-b] J. D. BARCHERS ET D. L. FRIED, Optimal control of laser beams for propagation through a turbulent medium, *J. Opt. Soc. Am. A*, 19 :1779–1793, September 2002.
- [Baykal-a-09] Y. BAYKAL, H. T. EYYUBOĞLU, ET Y. CAI, Scintillations of partially coherent multiple gaussian beams in turbulence, *Appl. Opt.*, 48(10) :1943–1954, 2009.
- [Begley-p-02] D. BEGLEY, "free-space laser communications : a historical perspective", vol. 2, LEOS, *Proc IEEE*, Nov. 2002, pp. 391–392 vol.2.
- [Bell-a-1880] A. G. BELL, The photophone, *Science*, 1 :130–134, September 1880.
- [Belmonte-a-97] A. BELMONTE, A. COMERÓN, J. A. RUBIO, J. BARÁ, ET E. FERNÁNDEZ, Atmospheric-turbulence-induced power-fade statistics for a multiaperture optical receiver, *Appl. Opt.*, 36(33) :8632–8638, 1997.
- [Bissonnette-a-79] L. R. BISSONNETTE ET P. L. WIZINOWICH, Probability distribution of turbulent irradiance in a saturation regime, *Appl. Opt.*, 18(10) :1590–1599, 1979.
- [Bloom-a-03] S. BLOOM, E. KOREVAAR, J. SCHUSTER, ET H. WILLEBRAND, Understanding the performance of free-space optics [invited], *J. Opt. Netw.*, 2(6) :178–200, June 2003.
- [Borgnino-a-92] J. BORGNINO, F. MARTIN, ET A. ZIAD, Effect of finite spatial-coherence outer scale on the covariances of angle-of-arrival fluctuations, *Opt. Commun.*, 91, 1992.
- [Bouchet-l-04] O. BOUCHET, H. SIZUN, C. BOISROBERT, F. DE FORNEL, ET P. FAVENNEC, Optique sans fils, Hermès - Lavoisier, Collection Technique et Scientifique des Télécommunications, Paris, 2004.
- [Breguet-a-1880] B. ANTOINE, Le photophone de bell, *J. Phys. Theor. Appl*, 9 :369–375, 1880.
- [Bruesselbach-a-95] H. BRUESSELBACH, D. C. JONES, D. A. ROCKWELL, R. C. LIND, ET G. VOGEL, Real-time atmospheric compensation by stimulated brillouin-scattering phase conjugation, *J. Opt. Soc. Am. B*, 12 :1434–1447, August 1995.
- [Buffington-a-77] A. BUFFINGTON, F. S. CRAWFORD, R. A. MULLER, A. J. SCHWEMIN, ET R. G. SMITS, Correction of atmospheric distortion with an image-sharpening telescope, *J. Opt. Soc. Am. A*, 67(3) :298–303, 1977.

- [Cai-a-08] Y. CAI, H. T. EYYUBOGLU, ET Y. BAYKAL, Scintillation of astigmatic dark hollow beams in weak atmospheric turbulence, J. Opt. Soc. Am. A, 25(7) :1497–1503, July 2008.
- [Carbon-p-03] M. CARBON, Laser beam shaping in space using adaptive optics, vol. 5087, Proc. Soc. Photo-Opto. Instrum. Eng., 2003, pp. 83–86.
- [Churnside-a-90] J. H. CHURNSIDE ET R. J. LATAITIS, Wander of an optical beam in the turbulent atmosphere, Appl. Opt., 29(7) :926–930, 1990.
- [Clifford-a-74] S. F. CLIFFORD, G. R. OCHS, ET R. S. LAWRENCE, Saturation of optical scintillation by strong turbulence, J. Opt. Soc. Am. A, 64(2) :148–154, 1974.
- [Clifford-l-78] S. F. CLIFFORD, The classical theory of wave propagation in a turbulent medium, Springer-Verlag, Berlin, 1978, pp. 9–43.
- [Davis-p-02] C. C. DAVIS ET I. I. SMOLYANINOV, Effect of atmospheric turbulence on bit-error rate in an on-off-keyed optical wireless system, vol. 4489, Proc. Soc. Photo-Opto. Instrum. Eng., 2002, pp. 126–137.
- [Dios-a-08] F. DIOS, J. RECOLONS, A. RODRIGUEZ, ET O. BATET, Temporal analysis of laser beam propagation in the atmosphere using computer-generated long phase screens, Opt. Express, 16(3) :2206–2220, February 2008.
- [Eardley-p-95] P. EARDLEY ET D. WISELY, 1 gbit/s optical free space link operating over 40 m system and applications, vol. 143, Proc IEEE, Dec 1996, pp. 330–333.
- [Eyyuboglu-a-06] H. T. EYYUBOGLU, ÇAGLAR ARPALI, ET Y. K. BAYKAL, Flat topped beams and their characteristics in turbulent media, Opt. Express, 14(10) :4196–4207, 2006.
- [Fante-p-75] R. L. FANTE, Electromagnetic beam propagation in turbulent media, vol. 63, IEEE Proceedings, December 1975, pp. 1669–1692.
- [Flatte-a-94] S. M. FLATTÉ, C. BRACHER, ET G.-Y. WANG, Probability-density functions of irradiance for waves in atmospheric turbulence calculated by numerical simulation, J. Opt. Soc. Am. A, 11(7) :2080–2092, 1994.
- [Frehlich-a-00] R. FREHLICH, Simulation of laser propagation in a turbulent atmosphere, 39 :393–397, January 2000.
- [Fried-a-66] D. L. FRIED, Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures, J. Opt. Soc. Am. A, 56 :1372–1379, 1966.
- [Fried-a-67] —, Aperture averaging of scintillation, J. Opt. Soc. Am. A, 57 :169–175, 1967.
- [Fried-a-72] D. L. FRIED ET H. T. YURA, Telescope-performance reciprocity for propagation in a turbulent medium, J. Opt. Soc. Am. A, 62(4) :600–602, 1972.

- [Fried-a-82] D. L. FRIED, Anisoplanatism in adaptive optics, J. Opt. Soc. Am. A, 72(1) :52, January 1982.
- [Fried-a-92] D. L. FRIED ET J. L. VAUGHN, Branch cuts in the phase function, Appl. Opt., 31(15) :2865–2882, 1992.
- [Gagliardi-l-76] R. M. GAGLIARDI ET S. KARP, Optical communications, 1976.
- [Gendron-a-07] E. GENDRON, F. POUPLARD, F. VIDAL, Z. HUBERT, D. PERRET, ET G. ROUSSET, A new linear optical differentiation wavefront sensor for laser tomography on elts, in Adaptive Optics : Analysis and Methods/Computational Optical Sensing and Imaging/Information Photonics/Signal Recovery and Synthesis Topical Meetings on CD-ROM, Optical Society of America, 2007, p. ATuB4.
- [Giggenbach-p-02] D. GIGGENBACH, F. DAVID, R. LANDROCK, K. PRIBIL, E. W. FISCHER, R. G. BUSCHNER, ET D. BLASCHKE, Measurements at a 61-km near-ground optical transmission channel, vol. 4635, Proc. Soc. Photo-Opto. Instrum. Eng., 2002, pp. 162–170.
- [Gochelashvily-a-71] K. S. GOCHELASHVILY ET S. V. I., Laser beam scintillation beyond a turbulent layer, Journal of Modern Optics, 18 :131–320, 1971.
- [Gonsalves-a-82] R. A. GONSALVES, Phase retrieval and diversity in adaptive optics, Optical Engineering, 21 :829–832, Oct. 1982.
- [Goodman-l-85] J. W. GOODMAN, Statistical Optics, Wiley-Interscience, 1985.
- [Gracheva-a-65] M. E. GRACHEVA ET A. S. GURVICH, Strong fluctuations in the intensity of light propagated through the atmosphere close to earth, Soviet Radio-physics, 8 :511–515, 1965.
- [Hardy-a-77] J. W. HARDY, J. E. LEFEBVRE, ET C. L. KOLIOPOULOS, Real-time atmospheric compensation, J. Opt. Soc. Am. A, 67(3) :360–369, 1977.
- [Hardy-p-78] J. W. HARDY, Active optics : a new technology for the control of light, vol. 66 of Proc. IEEE, 1978, pp. 651–697.
- [Henderson-p-08] B. G. HENDERSON ET J. D. MANSELL, Laser beam shaping with membrane deformable mirrors, vol. 7093, Proc. Soc. Photo-Opto. Instrum. Eng., 2008, p. 70930I.
- [Hufnagel-p-74] R.-E. HUFNAGEL, Variations of atmospheric turbulence, in Proc. of Topical Meeting on Optical Propagation through the Turbulence, 1974.
- [Hutchinson-l-08] D. P. HUTCHINSON ET R. K. RICHARDS, All-weather long-wavelength infrared free space optical communications, in Majumdar et Ricklin [Majumdar-l-08], pp. 407–417.
- [Khalighi-a-09-b] M.-A. KHALIGHI, N. SCHWARTZ, N. AITAMER, ET S. BOURENNANE, Fading reduction by aperture averaging and spatial diversity in optical wireless systems, J. Opt. Commun. Netw., 1(6) :580–593, 2009.

- [Kiasaleh-a-06] K. KIASALEH, On the scintillation index of a multiwavelength gaussian beam in a turbulent free-space optical communications channel, J. Opt. Soc. Am. A, 23 :557–566, 2006.
- [Killinger-a-02] D. KILLINGER, Free space optics for laser communication through the air, Opt. Photon. News, 13(10) :36–42, 2002.
- [Kim-p-97] I. I. KIM, H. HAKAKHA, P. ADHIKARI, E. J. KOREVAAR, ET A. K. MAJUMDAR, Scintillation reduction using multiple transmitters, vol. 2990, Proc. Soc. Photo-Opto. Instrum. Eng., 1997, pp. 102–113.
- [Kolmogorov-a-41] A. N. KOLMOGOROV, Local structure of turbulence in incompressible fluids with very high reynolds number, Dokl. Akad. Nauk. SSSR, 30(4) :301–305, 1941.
- [Lee-p-69] R. LEE ET J. HARP, Correction to "weak scattering in random media, with applications to remote probing", vol. 57, Nov. 1969, pp. 2094–2094.
- [Li-p-05] Y. LI, Gaussian to annular beam shaping, vol. 5876, Proc. Soc. Photo-Opto. Instrum. Eng., 2005, p. 587609.
- [Linnick-a-57] V. P. LINNICK, On the possibility of reducing the influence of atmospheric seeing on the image quality of stars (in russian), Optics and Spectroscopy, 3 :401–402, 1957.
- [Lipsett-a-69] M. LIPSETT, C. MCINTYRE, ET R. LIU, Space instrumentation for laser communications, Quantum Electronics, IEEE Journal of, 5(6) :348–349, Jun 1969.
- [Loizos-p-06] D. LOIZOS, P. SOTIRIADIS, ET G. CAUWENBERGHS, A robust continuous-time multi-dithering technique for laser communications using adaptive optics, Proc. IEEE, 2006, p. 3629.
- [Lucy-a-68] R. F. LUCY ET K. LANG, Optical communications experiments at 6328 and 10.6  $\mu$ , Appl. Opt., 7(10) :1965–1970, 1968.
- [Lukin-a-02] V. P. LUKIN ET B. V. FORTES, Phase-correction of turbulent distortions of an optical wave propagating under conditions of strong intensity fluctuations, Appl. Opt., 41(27) :5616–5624, 2002.
- [Lutomirski-a-71] H. T. LUTOMIRSKI, R. F. AND. YURA, Propagation of a finite optical beam in an inhomogeneous medium, Appl. Opt., 10(7) :1652–1658, 1971.
- [Mahe-p-00] F. MAHÉ, V. M. G. ROUSSET, ET J.-M. CONAN, Scintillation effects on wavefront sensing in the rytov regime, in Propagation through the Atmosphere IV, M. Roggemann, ed., vol. 4125, Bellingham, Washington, Aug 2000, Proc. Soc. Photo-Opto. Instrum. Eng., pp. 77–86.
- [Mahe-t-00] F. MAHÉ, Application d'un modèle atmosphérique à l'étude des fluctuations d'indice de réfraction dans la couche limite. Influence de la scintillation sur l'analyse de front d'onde, Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, France, February 2000.



- [Majumdar-l-08] A. MAJUMDAR ET J. RICKLIN, eds., Free-Space Laser Communications, Principles and Advances, vol. 2, Springer, Berlin, 2008.
- [Majumdar-p-07] A. K. MAJUMDAR, C. E. LUNA, ET P. S. IDELL, Reconstruction of probability density function of intensity fluctuations relevant to free-space laser communications through atmospheric turbulence, vol. 6709, Proc. Soc. Photo-Opto. Instrum. Eng., 2007, p. 67090M.
- [Manor-a-03] H. MANOR ET S. ARNON, Performance of an optical wireless communication system as a function of wavelength, Appl. Opt., 42 :4285–4294, 2003.
- [Mansell-p-06] J. D. MANSELL, Beam shaping for relay mirrors, vol. 6290, Proc. Soc. Photo-Opto. Instrum. Eng., 2006, p. 62900K.
- [Martin-a-88] J. M. MARTIN ET S. M. FLATTÉ, Intensity images and statistics from numerical simulation of wave propagation in 3-d media, Appl. Opt., 11 :2111–2126, 1988.
- [McAulay-p-99] A. D. MCAULAY ET J. LI, Improving bandwidth for line-of-sight optical wireless in turbulent air by using phase conjugation, vol. 3850, Proc. Soc. Photo-Opto. Instrum. Eng., 1999, pp. 32–39.
- [McCall-a-77] S. L. MCCALL, T. R. BROWN, ET A. PASSNER, Improved optical stellar image using a real-time phase-correction system : initial results, Astrophysical Journal, 211 :463–468, Jan. 1977.
- [McGlamery-p-76] B. L. MCGLAMERY, Computer simulation studies of compensation of turbulence degraded images, Proc. Soc. Photo-Opto. Instrum. Eng., 1976, pp. 225–233.
- [Miller-a-94] W. B. MILLER, J. C. RICKLIN, ET L. C. ANDREWS, Effects of the refractive index spectral model on the irradiance variance of a gaussian beam, J. Opt. Soc. Am. A, 11(10) :2719–2726, 1994.
- [Mironov-l-81] V. L. MIRONOV, Laser beam propagation in turbulence atmosphere, Nauka, Moscow, 1981.
- [Monin-a-54] A. S. MONIN ET A. M. OBUKHOV, Basic regularity in turbulence mixing in the surface layer of the atmosphere, Trad. Geophys. Inst. ANSSSR, p. 163, 1954.
- [Mugnier-l-06] L. M. MUGNIER, A. BLANC, ET J. IDIER, Phase diversity : a technique for wave-front sensing and for diffraction-limited imaging, in Advances in Imaging and Electron Physics, P. Hawkes, ed., vol. 141, Elsevier, 2006, ch. 1, pp. 1–76.
- [Nelder-a-65] J. NELDER ET R. MEAD, A simplex method for function minimization, Computer Journal, 7 :308–313, 1965.
- [Nicolle-a-04] M. NICOLLE, T. FUSCO, G. ROUSSET, ET V. MICHAU, Improvement of shack-hartmann wave-frontsensor measurement for extreme adaptive optics, Opt. Lett., 29(23) :2743–2745, 2004.

- [Noll-a-76] R. J. NOLL, Zernike polynomials and atmospheric turbulence, J. Opt. Soc. Am. A, 66 :207–211, March 1976.
- [Northcott-p-07] M. J. NORTHCOTT, A. MCCLAREN, J. E. GRAVES, J. PHILLIPS, D. DRIVER, D. ABELSON, D. W. YOUNG, J. E. SLUZ, J. C. JUAREZ, M. B. AIROLA, R. M. SOVA, H. HURT, ET J. FOSHEE, Long distance laser communications demonstration, vol. 6578, Proc. Soc. Photo-Opto. Instrum. Eng., 2007, p. 65780S.
- [Obukhov-a-49] A. M. OBUKHOV, Structure of the temperature field in a turbulent current, Izvestiya Akademia Nauk SSSR, Series Geograficheskaya i Geograficheskaya, 13(6) :58–69, 1949.
- [Omeara-a-77] T. R. OMEARA, The multidither principle in adaptive optics, J. Opt. Soc. Am. A, 67 :306–315, March 1977.
- [Parzen-a-62] P. E., Estimation of a probability density fonction and its mode, Ann. Math. Statist., 33, 1962.
- [Peleg-a-06] A. PELEG ET J. V. MOLONEY, Scintillation index for two gaussian laser beams with different wavelengths in weak atmospheric turbulence, J. Opt. Soc. Am. A, 23(12) :3114–3122, 2006.
- [Plett-t-07] M. L. PLETT, Free-space optical communication link across 16 kilometers to a modulated retro-reflector array, Thèse de doctorat, University of Maryland, College Park, 2007.
- [Polynkin-a-07] P. POLYNKIN, A. PELEG, L. KLEIN, T. RHOADARMER, ET J. MOLONEY, Optimized multiemitter beams for free-space optical communications through turbulent atmosphere, Opt. Letters, 32(8) :885–887, April 2007.
- [Poyneer-a-03] L. A. POYNEER, Scene-based shack-hartmann wave-front sensing : Analysis and simulation, Appl. Opt., 42(29) :5807–5815, 2003.
- [Prasad-l-08] P. S. N., Optical communications in the mid-wave ir spectral band, in Majumdar et Ricklin [Majumdar-l-08], pp. 347–391.
- [Press-l-86] W. PRESS, B. FLANNERY, S. TEUKOLSKY, ET W. VETTERLING, Numerical Recipes : the Art of Scientific Programming, Cambridge University Press, New York, 1986.
- [Primmerman-a-91] C. A. PRIMMERMAN, D. V. MURPHY, B. G. ZOLLARS, ET H. T. BARCLAY, Compensation of atmospheric optical distortion using a synthetic beacon, Nature, 353(6340) :141–143, September 1991.
- [Primmerman-a-95] C. A. PRIMMERMAN, T. R. PRICE, R. A. HUMPHREYS, B. G. ZOLLARS, H. T. BARCLAY, ET J. HERRMANN, Atmospheric-compensation experiments in strong-scintillation conditions, Appl. Opt., 34(12) :2081–2088, April 1995.
- [Ragazzoni-a-96] R. RAGAZZONI, Pupil plane wavefront sensing with an oscillating prism, Journal of Modern Optics, 43 :289–293, Fev. 1996.

- [Razavi-p-05] M. RAZAVI ET J. SHAPIRO, Wireless optical communications via diversity reception and optical preamplification, *Wireless Communications, IEEE Transactions on*, 4(3) :975–983, May 2005.
- [Ricklin-l-08] J. C. RICKLIN, S. M. HAMMEL, F. D. EATON, ET S. L. LACHINOVA, Atmospheric channel effects on free-space laser, in Majumdar et Ricklin [Majumdar-l-08], pp. 9–56.
- [Roddier-a-88] F. RODDIER, Curvature sensing and compensation : a new concept in adaptive optics, *Appl. Opt.*, 27 :1223–1225, 1988.
- [Roddier-a-97] F. RODDIER ET C. RODDIER, Stellar coronagraph with phase mask, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 109 :815–820, juillet 1997.
- [Roddier-l-99] F. RODDIER, Adaptive optics in astronomy, *Adaptive Optics in Astronomy*, 1999.
- [Roggemann-a-98] M. C. ROGGEMANN ET D. J. LEE, Two-deformable-mirror concept for correcting scintillation effects in laser beam projection through the turbulent atmosphere, *Appl. Opt.*, 21 :4577–4585, 1998.
- [Rousset-a-90] G. ROUSSET, J. C. FONTANELLA, P. KERN, F. GIGAN, ET E. A. LENA, P., First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics, *Astron. Astrophys.*, 230 :L29–L32, 1990.
- [Rousset-l-99] G. ROUSSET, Wave-front sensors, [Roddier-l-99], pp. 91–130.
- [Ruillier-a-01] C. RUILIER ET F. CASSAING, Coupling of large telescopes and single-mode waveguides : application to stellar interferometry, *J. Opt. Soc. Am. A*, 18 :143–149, 2001.
- [Rytov-l-87] S. RYTOV, Y. KRAVTSOV, ET V. TATARSKII, eds., Principles of statistical radiophysics : Wave propagation through random media, vol. 4, Springer-Verlag, Berlin, 1960.
- [Sandalidis-a-08] H. SANDALIDIS, T. TSIFTSIS, G. KARAGIANNIDIS, ET M. UYSAL, Ber performance of fso links over strong atmospheric turbulence channels with pointing errors, *Communications Letters, IEEE*, 12(1) :44–46, January 2008.
- [Schmidt-p-09] J. D. SCHMIDT ET J. A. LOUTHAIN, Integrated approach to free-space optical communication, vol. 7200, *Proc. Soc. Photo-Opto. Instrum. Eng.*, 2009, p. 72000I.
- [Schwartz-p-09] N. H. SCHWARTZ, N. VÉDRENNE, V. MICHAU, M.-T. VELLUET, ET F. CHAZALLET, Mitigation of atmospheric effects by adaptive optics for free-space optical communications, vol. 7200, *Proc. Soc. Photo-Opto. Instrum. Eng.*, 2009, p. 72000J.
- [Shack-a-71] R. B. SHACK ET B. R. PLATT, Production and use of a lenticular hartmann screen, *J. Opt. Soc. A*, 61, 1971.

- [Shannon-l-49] C. E. SHANNON ET W. WEAVER, The Mathematical Theory of Communication, Illinois Press, Urbana, IL, 1949.
- [Sova-p-06] R. M. SOVA, J. E. SLUZ, D. W. YOUNG, J. C. JUAREZ, A. DWIVEDI, N. M. I. DEMIDOVICH, J. E. GRAVES, M. NORTHCOTT, J. DOUGLASS, J. PHILLIPS, J. DRIVER, A. MCCLARIN, ET D. ABELSON, 80 gb/s free-space optical communication demonstration between an aerostat and a ground terminal, vol. 6304, Proc. Soc. Photo-Opto. Instrum. Eng., 2006, p. 630414.
- [Tatarski-l-61] V. I. TATARSKII, Wave Propagation in a Turbulent Medium, Dover Publications Inc., New York, 1961.
- [Tatarski-l-71] ———, The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation, Jerusalem : Israel Program for Scientific Translations, 1971, 1971.
- [Tyson-a-03] R. K. TYSON ET D. E. CANNING, Indirect measurement of a laser communications bit-error-rate reduction with low-order adaptive optics, Appl. Opt., 42(21) :4239–4243, 2003.
- [Tyson-p-05-b] R. K. TYSON, J. S. THARP, ET D. E. CANNING, Measurement of the bit-error rate of an adaptive optics, free-space laser communications system, part 2 : multichannel configuration, aberration characterization, and closed-loop results, Optical Engineering, 44(9) :096003, 2005.
- [Vedrenne-t-08] N. VEDRENNE, Propagation optique et correction en forte turbulence, Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, 2008.
- [Vellekoop-a-07] I. M. VELLEKOOP ET A. P. MOSK, Focusing coherent light through opaque strongly scattering media, Opt. Lett., 32 :2309–2311, 2007.
- [Velluet-p-07] M.-T. VELLUET, V. MICHAU, T. FUSCO, ET J.-M. CONAN, Coherent illumination for wavefront sensing and imaging through turbulence, in Atmospheric Optics : Models, Measurements, and Target-in-the-Loop Propagation, S. M. Hammel, A. M. J. van Eijk, M. T. Valley, et M. A. Vorontsov, eds., vol. 6708, 2007.
- [Viterbi-l-79] A. J. VITERBI ET O. J. K., Principles of Digital Communication and Coding, McGraw-Hill, New York, 1979.
- [Voelz-p-04] D. VOELZ ET K. FITZHENRY, Pseudo-partially coherent beam for free-space laser communication, vol. 5550, Proc. Soc. Photo-Opto. Instrum. Eng., 2004, pp. 218–224.
- [Voitsekhovich-a-01] V. V. VOITSEKHOVICH, V. G. ORLOV, ET L. J. SANCHEZ, Influence of scintillations on the performance of adaptive astronomical systems with hartmann-like wavefront sensors, Astron. Astrophys., 368 :1133–1136, mar 2001.
- [Vorontsov-a-00] M. A. VORONTSOV, G. W. CARHART, M. COHEN, ET G. CAUWENBERGHS, Adaptive optics based on analog parallel stochastic

- optimization : analysis and experimental demonstration, J. Opt. Soc. Am. A, 17(8) :1440–1453, 2000.
- [Vorontsov-a-02] M. A. VORONTSOV, Decoupled stochastic parallel gradient descent optimization for adaptive optics : integrated approach for wave-front sensor information fusion, J. Opt. Soc. Am. A, 19 :356–368, 2002.
- [Vorontsov-a-97] M. A. VORONTSOV, G. W. CARHART, ET J. C. RICKLIN, Adaptive phase-distortion correction based on parallel gradient-descent optimization, Opt. Lett., 22(12) :907–909, June 1997.
- [Wakamori-a-07] K. WAKAMORI, K. KAZAURA, ET I. OKA, Experiment on regional broadband network using free-space-optical communication systems, J. Lightwave Technol., 25(11) :3265–3273, 2007.
- [Weyrauch-a-01] T. WEYRAUCH, M. VORONTSOV, T. BIFANO, J. HAMMER, M. COHEN, ET G. CAUWENBERGHS, Microscale adaptive optics : wave-front control with a  $\mu$ -mirror array and a VLSI stochastic gradient descent controller, Appl. Opt., 40 :4243–4253, 2001.
- [Weyrauch-a-05] T. WEYRAUCH ET M. A. VORONTSOV, Atmospheric compensation with a speckle beacon in strong scintillation conditions : directed energy and laser communication applications, Appl. Opt., 44 :6388–6401, 2005.
- [Weyrauch-l-08] ———, Free-space laser communications with adaptive optics : Atmospheric compensation experiments, in Majumdar et Ricklin [Majumdar-l-08], pp. 247–271.
- [Wheelon-l-01] A. D. WHEELON, Electromagnetic Scintillation, vol. 1 of Geometrical Optics, Cambridge University Press, Cambridge, 2001.
- [Wilson-p-05] S. WILSON, M. BRANDT-PEARCE, Q. CAO, ET M. BAEDKE, Optical repetition mimo transmission with multipulse ppm, Selected Areas in Communications, IEEE Journal on, 23(9) :1901–1910, Sept. 2005.
- [Wright-a-08] M. W. WRIGHT, J. ROBERTS, W. FARR, ET K. WILSON, Improved optical communications performance combining adaptive optics and pulse position modulation, Optical Engineering, 47(1), 2008.
- [Wyngaard-a-71] J. WYNGAARD, Y. IZUMI, ET C. S.A., Behavior of the refractive-index-structure parameter near the ground, J. Opt. Soc. Am. A, 61 :1946, 1971.
- [Xiao-p-07] X. XIAO ET D. VOELZ, Toward optimizing partial spatially coherent beams for free space laser communications, vol. 6709, Proc. Soc. Photo-Opto. Instrum. Eng., 2007.
- [Xu-a-09] F. XU, M.-A. KHALIGHI, P. CAUSSÉ, ET S. BOURENNANE, Channel coding and time-diversity for optical wireless links, Opt. Express, 17(2) :872–887, January 2009.
- [Xu-p-08] ———, Performance of coded time-diversity free-space optical links, June 2008.

- [Xu-p-09] F. XU, M. KHALIGHI, ET S. BOURENNANE, Pulse position modulation for fso systems : Capacity and channel coding, in Telecommunications, 2009. ConTEL 2009. 10th International Conference on, June 2009, pp. 31–38.
- [Yaglom-a-49] A. M. YAGLOM, On the local structure of the temperature field in a turbulent flow, Doklady Acad. Nauk. SSSR Ser. Geograf. Geofiz., p. 73, 1949.
- [Yang-a-09] H. YANG, X. LI, C. GONG, ET W. JIANG, Restoration of turbulence-degraded extended object using the stochastic parallel gradient descent algorithm : numerical simulation, Opt. Express, 17(5) :3052–3062, 2009.
- [Young-p-07] D. W. YOUNG, J. E. SLUZ, J. C. JUAREZ, M. B. AIROLA, R. M. SOVA, H. HURT, M. NORTHCOTT, J. PHILLIPS, A. MCCLAREN, D. DRIVER, D. ABELSON, ET J. FOSHEE, Demonstration of high data rate wavelength division multiplexed transmission over a 150 km free space optical link, Oct. 2007, pp. 1–6.
- [Yu-a-04] M. YU ET M. A. VORONTSOV, Compensation of distant phase-distorting layers. i. narrow-field-of-view adaptive receiver system, J. Opt. Soc. Am. A, 21 :1645–1658, September 2004.
- [Yu-p-03] M. YU ET M. A. VORONTSOV, Multi-conjugate adaptive optical systems based on decoupled stochastic parallel gradient descent technique, in Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science, Opt. Soc Am., 2003.
- [Yura-a-74] H. T. YURA, Physical model for strong optical-amplitude fluctuations in a turbulent medium, J. Opt. Soc. Am. A, 64(1) :59–67, 1974.
- [Zhao-p-08] Z. ZHAO, S. LYKE, ET M. ROGGEMANN, Adaptive optical communication through turbulent atmospheric channels, May 2008, pp. 5432–5436.
- [Ziad-a-04] 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(11) :2316–2324, 2004.