



HAL
open science

Mise en phase de lasers à fibre : Étude de l'influence de la turbulence atmosphérique et de l'utilisation de fibres faiblement multimodes

Baya Bennaï

► **To cite this version:**

Baya Bennaï. Mise en phase de lasers à fibre : Étude de l'influence de la turbulence atmosphérique et de l'utilisation de fibres faiblement multimodes. Physique [physics]. Télécom ParisTech, 2010. Français. NNT: . pastel-00005847

HAL Id: pastel-00005847

<https://pastel.hal.science/pastel-00005847>

Submitted on 3 Mar 2010

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.



Thèse présentée pour l'obtention du titre de
Docteur de Télécom ParisTech
Spécialité : **Electronique et Communications**
Par **Baya Bennai**

Sujet de thèse :
Mise en phase de lasers à fibre :
Étude de l'influence de la turbulence atmosphérique et de
l'utilisation de fibres faiblement multimodes

Soutenue le 21 janvier 2010 devant le jury composé de :

M. Pascal Besnard	Professeur à l'ENSSAT	Président du jury
Mme Agnès Desfarges-Berthelemot	Maître de conférence à XLim	Rapporteur
M. Frédéric Druon	Chargé de recherche à l'Institut d'optique	Rapporteur
M. Jean-Pierre Huignard	Directeur de recherche à TRT	Examineur
M. Yves Jaouën	Professeur à Telecom ParisTech	Directeur de thèse
M. Olivier Vasseur	Ingénieur de recherche ONERA	Co-directeur de thèse
M. Pierre Bourdon	Ingénieur de recherche ONERA	Invité



REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier chaleureusement mes trois encadrants sans qui ce travail n'aurait pas été possible. Je remercie mon directeur de thèse, M. Yves Jaouën, pour son enthousiasme, ses conseils et sa réactivité. Je remercie également mon co-directeur de thèse, M. Olivier Vasseur, qui s'est toujours montré de bon conseil surtout dans les moments difficiles. Et enfin, je remercie M. Pierre Bourdon qui m'a encadrée au quotidien, pour son soutien sans faille et pour avoir partagé avec moi son expertise sur les lasers.

J'adresse tous mes remerciements à l'ensemble des membres du jury : M. Pascal Besnard pour m'avoir fait l'honneur d'en être le président, Mme Agnès Desfarges-Berthelemot et M. Frédéric Druon pour avoir accepté la lourde tâche d'être les rapporteurs de mon travail ainsi que M. Jean-Pierre Huignard pour avoir été un examinateur tout aussi attentif.

J'ai une pensée toute particulière pour Mme Véronique Jolivet qui a été « ma quatrième encadrante ». Elle m'a apporté une aide précieuse, notamment pendant les manips et pendant nos discussions du vendredi soir. Enfin, je n'oublie pas qu'elle a bravé les transports pour assister à ma soutenance, malgré une grossesse plus qu'avancée.

Je remercie également tous les membres de l'unité Sources Lasers et Systèmes Lidars de l'Onera qui, chacun à leur manière, ont contribué au bon déroulement de cette thèse. Je remercie en particulier Mme Claudine Besson pour m'avoir accueillie dans son unité, M. Guillaume Canat pour ses connaissances sur les lasers à fibre, Mme Emilie Pourtal pour son aide et M. Laurent Lombard sans qui je n'aurais pas eu la carte d'asservissement. Enfin, je terminerai en remerciant mes électroniciens préférés, MM. Didier Goular et Christophe Planchat, pour leur assistance électronique toujours rapide et efficace.

Je suis également reconnaissante à tous ceux, permanents et non permanents, qui ont contribué à rendre l'ambiance de travail si agréable. A Julien T., mon co-bureau, pour avoir été aux premières loges de ma vie de thésarde, pour son soutien et son enthousiasme scientifique. A Nicolas et Matthieu, merci de m'accueillir chaleureusement tous les jours dans votre bureau pour la pause goûter. A tous les doctorants que j'ai pu côtoyer pour la solidarité entre thésards. En particulier, à Suzanne et Carine, pour les chocolats et les fous rires ainsi qu'à Alex pour les moments de décompression indispensables. Aux nouveaux, Julien, Claire, Magali, Mathieu, Adrian et William auxquels je souhaite de bonnes thèses. Enfin, à tous ceux qui contribuent à ma collection de cartes postales, aux joueurs des quiz du vendredi et à tous ceux qui nous ont fait partager leurs talents culinaires pour mon pot de thèse : merci.

Pour finir, je voudrais remercier mes parents ainsi que ma sœur qui a patiemment relu et corrigé les 197 pages de ce manuscrit. Enfin, ces remerciements ne seraient pas complets si je ne remerciais pas Vincent qui m'a soutenue et supportée tout au long de ces années.

A tous, encore merci, et à présent, pour ceux qui le veulent, je vous souhaite une bonne lecture.

Baya

TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENTS	1
TABLE DES MATIERES.....	3
INTRODUCTION GENERALE	7
CHAPITRE I : ETAT DE L'ART : SOURCES LASER A FIBRE ET COMBINAISON DE FAISCEAUX.....	11
INTRODUCTION.....	12
1 SOURCES LASER A FIBRE	12
1.1 RAPPELS	12
1.2 ENJEUX ET LIMITATIONS DE LA MONTEE EN PUISSANCE	14
1.3 TECHNIQUES DE MONTEE EN PUISSANCE DES LASERS A FIBRE	15
1.3.1 Guidage par réflexion totale interne.....	16
1.3.2 Fibres microstructurées.....	18
1.4 CONCLUSION	21
2 COMBINAISON DE FAISCEAUX	23
2.1 GENERALITES.....	23
2.2 ADDITION INCOHERENTE	24
2.3 COMBINAISON SPECTRALE	25
2.4 COMBINAISON COHERENTE PASSIVE	29
2.4.1 Généralités	29
2.4.2 Configuration mono pupillaire	29
2.4.3 Configuration multi pupillaire.....	31
3 COMBINAISON COHERENTE PAR CONTROLE ACTIF DE PHASE	37
3.1 PRINCIPE	37
3.2 PRINCIPALES TECHNIQUES ET RESULTATS.....	39
3.2.1 Technique par marquage optique.....	39
3.2.2 Technique de diffusion itérative d'erreurs	44
3.2.3 Technique de modulation fréquentielle.....	47
3.2.4 Autres techniques de combinaison par contrôle actif de phase	51
3.3 AUTRES POSSIBILITES OFFERTES PAR LA COMBINASION COHERENTE MULTI PUPILLAIRE.....	52
3.3.1 Application à la déviation de faisceau	52
3.3.2 Compensation de la turbulence atmosphérique	53
3.4 ET L'IMPULSIONNEL ?	55
CONCLUSION.....	55
BIBLIOGRAPHIE	57
CHAPITRE II : COMBINAISON COHERENTE DE FAISCEAUX : PRINCIPES FONDAMENTAUX.....	61
INTRODUCTION.....	62
INTRODUCTION.....	62
1 MODELISATION DE LA COMBINAISON COHERENTE DE FAISCEAUX MONOMODES GAUSSIENS	62
1.1 PRINCIPE ET DEFINITIONS.....	62
1.1.1 Principe	62
1.1.2 Définition du taux de remplissage de la pupille de sortie	63
1.1.3 Prise en compte de la phase	65
1.2 DEVELOPPEMENT ANALYTIQUE DU MODELE	65

1.2.1	Définition analytique du champ proche	65
1.2.2	Champ à une distance z	66
1.2.3	Champ lointain	67
1.3	EXEMPLES	68
2	QUALITE DU FAISCEAU COMBINE : CRITERES D'EFFICACITE	69
2.1	PARAMETRE M^2	69
2.2	RAPPORT DE STREHL	70
2.3	TAUX DE COMBINAISON	73
2.4	BEAM PROPAGATION FACTOR (BPF).....	73
2.5	MASK ENCIRCLED POWER (MEP)	74
2.6	AUTRES CRITERES D'EFFICACITE	76
2.7	CONCLUSION	77
3	INFLUENCE DES PARAMETRES SUR L'EFFICACITE DE LA COMBINAISON COHERENTE	78
3.1	INFLUENCE DES DEPHASAGES ENTRE LES SOURCES	78
3.1.1	Variation des déphasages entre les sources.....	78
3.1.2	Différence de phase résiduelle.....	81
3.1.3	Déviations de faisceaux.....	84
3.2	INFLUENCE DE LA CONFIGURATION GEOMETRIQUE DES FIBRES	85
3.2.1	Choix de la collimation	85
3.2.2	Distance entre les fibres	87
3.2.3	Arrangement géométrique des fibres	88
3.2.4	Nombre de fibres combinées	91
3.3	INFLUENCE DE LA REPARTITION DE PUISSANCE ENTRE FIBRES	93
3.3.1	Influence du déséquilibre en puissance entre fibres	93
3.3.2	Nombre de fibres vs puissance	95
3.4	AUTRES PARAMETRES INFLUANT SUR L'EFFICACITE DE COMBINAISON	96
	CONCLUSION.....	97
	BIBLIOGRAPHIE	98
CHAPITRE III : ETUDE EXPERIMENTALE DE LA COMBINAISON COHERENTE DE SOURCES LASER ER-YB		99
.....		99
INTRODUCTION.....		100
1	MODULATION FREQUENTIELLE AVEC REFERENCE INTERNE.....	100
1.1	RAPPELS ET PRINCIPE	100
1.2	ANALYSE THEORIQUE DE LA MODULATION FREQUENTIELLE	101
1.3	CHOIX DES PARAMETRES DE MODULATION ET DE LA BOUCLE DE CONTRE-REACTION	102
2	EXPERIENCE PRELIMINAIRE : ETUDE DES FLUCTUATIONS DE PHASE DANS LES AMPLIFICATEURS A FIBRE.....	103
2.1	DESCRIPTIF DU BANC DE MESURE DES FLUCTUATIONS DE PHASE	104
2.2	RESULTATS OBTENUS.....	104
3	MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE DE LA COMBINAISON COHERENTE	106
3.1	CHOIX DES ELEMENTS DU DISPOSITIF	106
3.1.1	Choix des fréquences de modulation	106
3.1.2	Choix du modulateur de phase	107
3.1.3	Choix de la collimation	107
3.2	MONTAGE EXPERIMENTAL DE COMBINAISON COHERENTE.....	109
3.2.1	Description du dispositif expérimental.....	109
3.2.2	Présentation du signal reçu par le photodétecteur.....	110
3.2.3	Présentation de la carte d'asservissement numérique	111

3.3	RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	112
3.3.1	Figure d'interférence	112
3.3.2	Quantification de l'erreur de phase résiduelle	114
3.4	APPLICATION DE LA COMBINAISON COHERENTE A LA MICRO-DEVIATION DE FAISCEAU	117
	CONCLUSION.....	119
	BIBLIOGRAPHIE	120
CHAPITRE IV : COMBINAISON COHERENTE A TRAVERS LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE		121
	INTRODUCTION	122
1	INFLUENCE DE LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE : ETAT DE L'ART	122
1.1	ACTION DE LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE.....	122
1.1.1	Action de la turbulence sur un faisceau unique	122
1.1.2	Conséquences de la propagation turbulente sur la combinaison de faisceaux	126
1.2	COMPENSATION DE LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE - SOLUTIONS EXISTANTES	128
1.2.1	Optique adaptative	128
1.2.2	En combinaison cohérente.....	129
2	COMBINAISON COHERENTE A TRAVERS LA TURBULENCE EN TRAJET DIRECT	131
2.1	ETUDE PRELIMINAIRE : ANALYSE DE LA FORCE DE LA TURBULENCE	131
2.2	RESULTATS EXPERIMENTAUX EN TRAJET DIRECT	134
3	COMBINAISON COHERENTE A TRAVERS LA TURBULENCE SUR SIGNAL RETRODIFFUSE PAR UNE CIBLE.....	136
3.1	PRINCIPE GENERAL	136
3.2	MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE.....	139
3.2.1	Description du montage et de la configuration optique.....	139
3.2.2	Résultats obtenus	141
3.3	ANALYSE THEORIQUE DE LA CONFIGURATION DE COMBINAISON COHERENTE SUR CIBLE	146
	CONCLUSION.....	151
	BIBLIOGRAPHIE	152
CHAPITRE V : COMBINAISON COHERENTE : CAS DES FIBRES FAIBLEMENT MULTIMODES.....		153
	INTRODUCTION	154
1	ETUDE THEORIQUE.....	154
1.1	IMPLICATION DES MODES D'ORDRE SUPERIEUR	154
1.1.1	Modes de propagation.....	154
1.1.2	Conséquences potentielles du caractère multimode des fibres sur la combinaison de faisceaux.....	156
1.2	COMBINAISON COHERENTE DE FIBRES LMA.....	158
1.2.1	Adaptation du code de simulation	158
1.2.2	Comparaison LP/LG	160
1.2.3	Retour sur la définition de la pupille de référence	162
1.3	ETUDE DE LA COMBINAISON DE MODES D'ORDRES SUPERIEURS (PURS)	164
1.3.1	Modes LG_{lm} ($l \neq 0$)	164
1.3.2	Modes à symétrie de révolution LG_{lm} ($l = 0$).....	165
1.4	ETUDE DE L'INFLUENCE DU CARACTERE FAIBLEMENT MULTIMODE	167
1.4.1	Composition modale.....	167
1.4.2	Déphasage modal.....	171
2	COMBINAISON DE FIBRES PASSIVES FAIBLEMENT MULTIMODES	174
2.1	MONTAGE EXPERIMENTAL	174
2.2	PRINCIPAUX RESULTATS	177

CONCLUSION.....	181
BIBLIOGRAPHIE	182
CONCLUSION GENERALE	183
ANNEXE A : MODES GUIDES DANS UNE FIBRE A SAUT D'INDICE	187
Modes transverses $q=0$	189
Modes hybrides $q \geq 1$	189
Fréquences de coupure	189
Expression des champs et intensité	190
MODES LP	190
Equation aux valeurs propres.....	190
Expressions des champs des modes LP.....	191
BIBLIOGRAPHIE	192
ANNEXE B : MODELE ANALYTIQUE DE LA COMBINAISON COHERENTE PAR MODULATION FREQUENTIELLE	193
ANNEXE C : PUBLICATIONS ASSOCIEES A CE TRAVAIL	197

INTRODUCTION GENERALE

Le domaine des sources laser de puissance est un secteur en plein essor. Les applications industrielles concernent la soudure ou le marquage laser, les applications en biomédical... Le secteur de la défense est lui aussi demandeur de lasers de forte puissance : désignation de cible, contre-mesures optiques ou armes lasers. En outre, l'équipe de recherche de l'Onera au sein de laquelle ce travail de thèse a été mené s'intéresse à la conception et aux applications des systèmes Lidar. Les applications visées concernent principalement la mesure de la vitesse du vent, la détection des turbulences et la spectroscopie de l'atmosphère. Les applications du secteur de la défense et les systèmes Lidar ont pour point commun, outre le besoin toujours accru de puissance, de nécessiter une forte cohérence spatiale et temporelle des faisceaux émis. De plus, le faisceau laser, en sortie de système, se propage en espace libre et est soumis à la turbulence atmosphérique.

Les technologies à fibre, développées initialement pour le secteur des télécommunications optiques, permettent aujourd'hui la conception de lasers de puissance avec une bonne qualité spatiale et spectrale. Les avantages sont une grande efficacité de conversion, compte tenu de la longueur du milieu actif, une gestion de la thermique facilitée tout en étant robuste aux perturbations extérieures et une relative compacité des dispositifs mis en œuvre. Cependant, l'énergie extractible d'un laser à fibre de forte luminance est limitée par les propriétés du matériau et le seuil d'apparition des effets non linéaires. Le développement, ces dernières années, de fibres LMA (Large Mode Area) et des fibres microstructurées a permis de repousser ces limites et de délivrer des puissances accrues. Mais cela se fait parfois au détriment de la qualité spatiale du faisceau qui n'est alors plus monomode. En 2009, la société IPG Photonics a réalisé un laser à fibre dopée ytterbium monomode de 10 kW. Des études ont montré que cette valeur s'approche de la limite en puissance pouvant être atteinte par des lasers à fibre monomodes. Cette puissance maximale est réduite dans le cas d'une émission à 1,5 μm , longueur d'onde d'intérêt par exemple pour les systèmes Lidar.

Afin d'obtenir une puissance accrue, il est possible d'associer plusieurs sources lasers pour dépasser les limites individuelles : c'est la combinaison de faisceaux. Elle seule permet d'envisager d'atteindre de très fortes puissances, avec des sources lasers à fibre monomodes ou faiblement multimodes. L'amplification est répartie sur N lasers que l'on somme ensuite en espace libre. Ainsi, chacune des voies laser reste en deçà des limitations intrinsèques des lasers à fibre tout en conservant, autant que possible, pour le faisceau combiné les propriétés spectrales et/ou spatiales d'un émetteur individuel.

Il existe deux familles de techniques de combinaison de faisceaux. La première, appelée *combinaison incohérente*, consiste à superposer spatialement des faisceaux non cohérents entre eux. La

technique incohérente la plus largement employée est la combinaison spectrale qui consiste à superposer sur un élément dispersif des faisceaux élémentaires décalés spectralement. La seconde technique de combinaison repose sur la mise en phase, passive ou active, des différents émetteurs : c'est la *combinaison cohérente*. Parmi cette famille, on trouve les techniques dites de contrôle actif de la phase qui, en plus de maintenir les voies en phase, permettent d'imprimer une phase particulière à chacun des émetteurs et ainsi déformer le front d'onde combiné. Cela ouvre de nouveaux potentiels applicatifs tels que le pointage fin ou la compensation de la turbulence atmosphérique. Cette dernière semble être particulièrement intéressante pour les applications de défense ou Lidar puisque l'on cherche à déposer sur une « cible » un maximum d'énergie sans que la turbulence atmosphérique ne perturbe le faisceau.

Ce travail de thèse a été réalisé à l'Onera, au sein de l'équipe Sources Laser et Systèmes lidars cohérents du Département Optique Théorique et Appliquée (DOTA/SLS). Il a consisté en l'étude de la combinaison cohérente de lasers à fibre par contrôle actif de la phase. Je me suis intéressée en particulier à son application pour compenser la turbulence atmosphérique ainsi qu'à l'étude de l'influence de l'utilisation de fibres LMA faiblement multimodes sur l'efficacité de la combinaison cohérente.

La démarche de ce travail de thèse est constituée de cinq étapes qui correspondent à autant de chapitres.

Au Chapitre I, nous présenterons une description des solutions actuelles en vue de la montée en puissance des lasers à fibre. Dans un premier temps, nous décrirons les techniques employées afin d'augmenter la puissance d'un laser à fibre individuel. Puis nous ferons l'inventaire des différentes techniques existantes de combinaison de faisceaux. Nous détaillerons de manière approfondie les techniques de combinaison cohérente par contrôle actif de la phase. Nous justifierons alors le choix de la technique au cœur de ce travail de thèse : le contrôle actif de la phase par modulation fréquentielle.

Au Chapitre II, nous effectuerons une analyse théorique de la combinaison cohérente de N faisceaux monomodes. Nous présenterons le code de simulation qui a été développé au cours de ce travail. Il permet de déterminer la figure d'interférence obtenue par combinaison et d'en évaluer l'efficacité. Dans ce but, nous verrons qu'un certain nombre de critères de qualité a été mis en œuvre afin de juger de l'efficacité de la combinaison. De nombreux paramètres du système peuvent influencer sur la qualité du faisceau combiné. Nous nous concentrerons sur trois paramètres particulièrement importants : le déphasage entre les différentes voies laser, l'agencement géométrique de la matrice de fibres et la répartition de la puissance entre chacun des émetteurs. Cette étude permettra d'apprécier le potentiel et l'efficacité de la combinaison cohérente en vue d'accroître la puissance des systèmes laser à fibre.

Nous réaliserons expérimentalement, au Chapitre III, la combinaison de trois amplificateurs à fibre dopée Er-Yb pour une émission à $1,5 \mu\text{m}$. Nous présenterons une expérience préliminaire de caractérisation des fluctuations de phase dans un amplificateur Er-Yb. Elle nous permettra de choisir les paramètres du système d'asservissement de la phase de chaque voie : fréquence de modulation et bande passante de la boucle de contre-réaction opto-électronique. Nous présenterons enfin le dispositif expérimental réalisé et analyserons les résultats de combinaison de faisceaux en termes de stabilité du champ lointain et de quantification de l'erreur de phase résiduelle.

La turbulence atmosphérique est préjudiciable car elle provoque des déphasages supplémentaires qui perturbent la qualité du faisceau combiné. Nous verrons au cours du Chapitre IV comment il est possible de compenser la turbulence atmosphérique au niveau de la cible. Cependant, pour un système opérationnel, il faut pouvoir disposer du détecteur au niveau de l'émission et non au niveau de la cible. La dernière partie de ce chapitre sera consacrée à la démonstration d'une expérience de combinaison cohérente sur une cible en utilisant le signal rétrodiffusé par celle-ci, le détecteur étant

alors disposé au niveau de la tête émettrice. Cette expérience sera complétée par son analyse théorique de son principe.

Enfin, la montée en puissance par combinaison de faisceaux laser peut être obtenue de deux manières différentes : augmentation du nombre de sources et/ou accroissement de la puissance individuelle des émetteurs. Pour cette dernière, une solution consiste à utiliser des fibres LMA à gros cœurs mais dont le caractère monomode n'est pas forcément conservé. Plusieurs modes, de profils spatiaux divers, peuvent se propager. Bien que couramment utilisées pour la réalisation de sources laser de puissance, l'emploi de ces fibres dans les systèmes de combinaison n'a été que peu étudié. L'objet du Chapitre V sera donc d'étudier l'influence des fibres LMA et la présence de modes d'ordre supérieur sur la qualité de la combinaison cohérente. Pour cela, nous reprendrons le code présenté au Chapitre II et nous l'adapterons afin de prendre en compte les contributions relatives des différents modes des fibres. Nous verrons que la qualité de la combinaison dépend alors de deux paramètres supplémentaires : la composition modale et le déphasage modal. Afin d'étudier expérimentalement l'influence du caractère faiblement multimode sur la combinaison, nous réaliserons la combinaison de deux fibres passives dont une est faiblement multimode.

CHAPITRE I : ETAT DE L'ART : SOURCES LASER A FIBRE ET COMBINAISON DE FAISCEAUX

INTRODUCTION	12
1 SOURCES LASER A FIBRES	12
1.1 RAPPELS	12
1.2 ENJEUX ET LIMITATIONS DE LA MONTEE EN PUISSANCE	14
1.3 TECHNIQUES DE MONTEE EN PUISSANCE DES LASERS A FIBRE	15
1.3.1 Guidage par réflexion totale interne	16
1.3.2 Fibres microstructurées	18
1.3.2.1 <i>Guidage par réflexion totale interne modifiée</i>	18
1.3.2.2 <i>Guidage par résonance transverse</i>	20
1.4 CONCLUSION	21
2 COMBINAISON DE FAISCEAUX	23
2.1 GENERALITES	23
2.2 ADDITION INCOHERENTE	24
2.3 COMBINAISON SPECTRALE	25
2.4 COMBINAISON COHERENTE PASSIVE	29
2.4.1 Généralités	29
2.4.2 Configuration mono pupillaire	29
2.4.3 Configuration multi pupillaire	31
2.4.3.1 <i>Couplage par ondes évanescentes</i>	31
2.4.3.2 <i>Combinaison par effet non linéaire</i>	34
2.4.3.3 <i>Auto-organisation par réinjection</i>	35
3 COMBINAISON COHERENTE PAR CONTROLE ACTIF DE PHASE	37
3.1 PRINCIPE	37
3.2 PRINCIPALES TECHNIQUES ET RESULTATS	39
3.2.1 Technique par marquage optique	39
3.2.2 Technique de diffusion itérative d'erreurs.....	44
3.2.3 Technique de modulation fréquentielle	47
3.2.4 Autres techniques de combinaison par contrôle actif de phase	51
3.3 AUTRES POSSIBILITES OFFERTES PAR LA COMBINASION COHERENTE MULTI PUPILLAIRE	52
3.3.1 Application à la déviation de faisceau	52
3.3.2 Compensation de la turbulence atmosphérique	53
3.4 ET L'IMPULSIONNEL ?	55
CONCLUSION	55
BIBLIOGRAPHIE	57

INTRODUCTION

Au cours de ce chapitre, nous nous intéresserons à la montée en puissance des systèmes laser à fibre. La première partie du chapitre sera consacrée à une présentation générale des architectures de lasers à fibre et de leur potentiel en tant que lasers de forte puissance. Néanmoins, l'accroissement de la puissance se fait généralement au détriment de la qualité spatiale du faisceau. Or, pour beaucoup d'applications, on souhaite conserver un faisceau limité par la diffraction afin d'accroître la densité spatiale de puissance. Nous aborderons les principales techniques développées dans ce but ainsi que leurs limites.

La combinaison de faisceaux permet de répartir la puissance sur N faisceaux élémentaires avant de les assembler en un faisceau unique très puissant, tout en conservant autant que possible les propriétés spatiales et/ou spectrales d'un faisceau élémentaire. Un état de l'art détaillé des différentes techniques de combinaison sera présenté dans la deuxième partie. La combinaison par contrôle actif de phase, qui est au cœur de cette thèse, fera l'objet d'une présentation détaillée dans la troisième et dernière partie.

1 SOURCES LASER A FIBRE

1.1 RAPPELS

Un laser à fibre est un laser dont le milieu amplificateur est une fibre optique. Elle est constituée d'une gaine diélectrique d'indice de réfraction n_g et d'un cœur d'indice n_c . Si $n_c > n_g$ alors la lumière peut, sous certaines conditions, être guidée par réflexion totale interne à l'interface cœur-gaine. Pour que le milieu soit effectivement amplificateur, le cœur est dopé avec des ions terres rares tels que l'erbium (Er^{3+}), l'ytterbium (Yb^{3+}), le néodyme (Nd^{3+}), le thulium (Tm^{3+})... Le choix de l'élément terre rare ainsi que la longueur d'onde de pompage déterminent la longueur d'onde émise par le laser. On s'intéressera par la suite plus particulièrement à l'émission aux environs de $1 \mu\text{m}$ (dopage Yb) et à celle à $1,5 \mu\text{m}$ (dopage Er ou codopage Er-Yb). La concentration des dopants, la longueur de la fibre et la puissance de pompage déterminent le gain laser. Dans le cas d'un oscillateur laser, la fibre est placée dans une cavité fermée, aux extrémités, par des miroirs. Dans le cas des lasers à fibre, il est commun d'utiliser des réseaux de Bragg photo-inscrits dans la fibre en guise de miroir.

Il est également possible de réaliser des amplificateurs à fibre, comprenant uniquement la fibre dopée. Ils sont généralement mis en place dans des architectures MOPA (Master Oscillator Power Amplifier), comprenant un injecteur ou oscillateur maître de faible puissance, qui peut être soit un laser à fibre soit un laser à semi-conducteur, dont le signal est ensuite amplifié par un ou plusieurs amplificateurs à fibre en série. L'avantage de cette structure est de répartir le gain désiré sur plusieurs étages d'amplification tout en gardant les qualités de l'injecteur, notamment la finesse spectrale initiale.

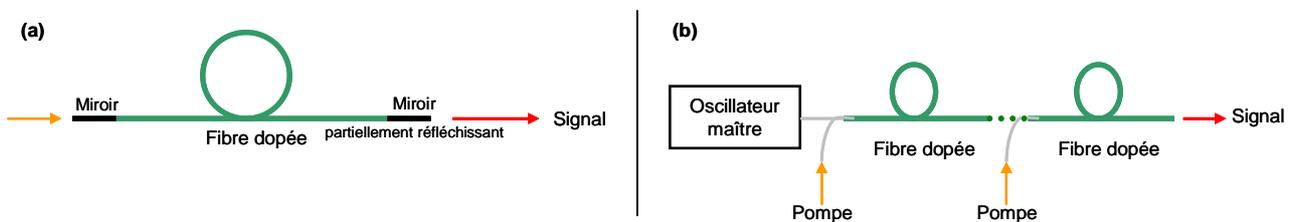


Figure I.1 : Principe d'un laser à fibre (a) et d'une structure MOPA (b)

Les lasers à fibre présentent de nombreux avantages :

- Une grande efficacité grâce à la longueur de la fibre (au minimum 1 m) et au confinement de la lumière dans le cœur, permettant d'obtenir un gain de plusieurs dizaines de dB. De plus le

pompage par diode laser est généralement possible. L'efficacité optique est élevée, pouvant même atteindre les 80% dans le cas des lasers Yb. Il en résulte un excellent rendement électrique optique.

- Grâce à la longueur du milieu actif, la puissance de pompe est absorbée et la chaleur dissipée progressivement dans la fibre. Ainsi la surface d'échange thermique est importante. Pour un même ion dopant, la gestion de la thermique est ainsi plus facile que dans un milieu massif.
- Il est possible de souder les extrémités des fibres afin de réaliser des systèmes laser « tout fibré », sous réserve de disposer de composants fibrés, par exemple de miroirs, coupleurs, isolateurs, etc. Cela évite tout désalignement et permet de gagner en compacité et en robustesse vis-à-vis des perturbations extérieures.
- Une très bonne qualité de faisceau potentielle : le faisceau est confiné dans le cœur qui opère un filtrage spatial.

Ce filtrage spatial n'est possible que sous certaines conditions. En effet, selon les caractéristiques de la fibre celle-ci peut guider un ou plusieurs modes transverses. Ils sont obtenus par résolution des équations de Maxwell (cf. Annexe A). En faisant l'hypothèse d'un guidage faible, c'est-à-dire si l'indice du cœur est peu différent de celui de la gaine, ce qui généralement le cas, les modes sont linéairement polarisés (modes LP), le mode fondamental est le LP₀₁. Les deux paramètres clés sont son ouverture numérique ON et son rayon de cœur a. Ils permettent de déterminer la fréquence normalisée de la fibre V :

$$ON = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \text{ et } V = \frac{2\pi}{\lambda} aON$$

avec n_c l'indice de réfraction du cœur, n_g celui de la gaine et λ la longueur d'onde du signal. La condition de propagation, pour une fibre à saut d'indice, correspond à V < 2,405 [1]. En général, les fibres monomodes classiques ont typiquement un rayon de cœur de ~5 μm. Dans ce cas, le profil d'intensité du mode fondamental peut généralement être approximé par une gaussienne. Les fibres multimodes ont quant à elles un cœur plus gros et/ou une plus grande ouverture numérique. Elles véhiculent plusieurs modes de répartitions spatiales d'intensité très variées (Figure I. 2).

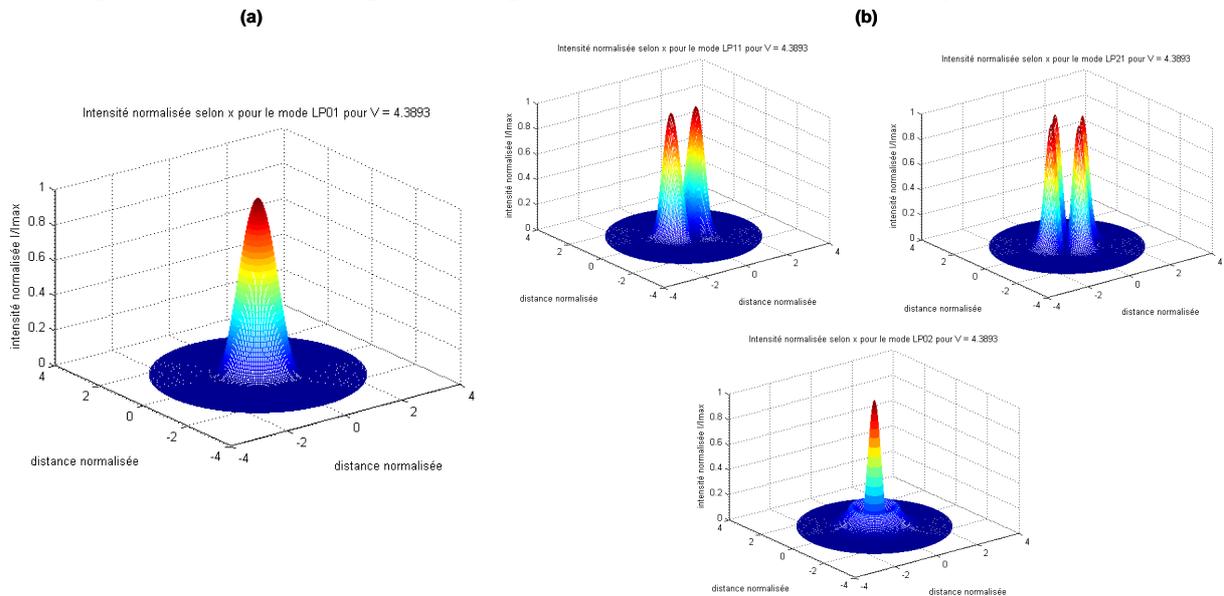


Figure I. 2 : (a) Mode fondamental LP₀₁ et (b) les trois premiers modes d'ordre supérieur LP₁₁, LP₂₁ et LP₀₂ dans le cas d'une fibre à saut d'indice

Enfin, une fibre optique dépolairise le faisceau à cause de la biréfringence induite par les contraintes dans la fibre, essentiellement générées par la courbure de la fibre. Afin de maintenir une polarisation constante, on utilise des fibres à maintien de polarisation (PM) où une forte biréfringence est volontairement introduite par le biais de barreaux de contrainte afin d'imposer une contrainte majoritaire constante.

1.2 ENJEUX ET LIMITATIONS DE LA MONTEE EN PUISSANCE

La conception de lasers à fibre de puissance requière de fortes puissances de pompage et un bon couplage entre la fibre et la pompe. Or, l'augmentation de la puissance de pompe s'accompagne généralement de l'augmentation de son étendue géométrique. Elle est alors incompatible avec un couplage sans perte dans une fibre monomode, c'est-à-dire de faible rayon de cœur et de faible ouverture numérique (V faible). Les diodes de pompe monomodes existent mais sont limitées à quelques centaines de milliwatts de puissance ce qui est très insuffisant pour atteindre les puissances demandées. C'est pourquoi des fibres double gaine ont été introduites [2]. Le cœur d'indice n_c est entouré d'une première gaine d'indice n_{g1} elle-même entourée d'une deuxième gaine d'indice n_{g2} . Les indices doivent remplir la condition $n_{g2} < n_{g1} < n_c$. Enfin, la seconde gaine est entourée d'un polymère d'indice supérieur à n_{g2} afin d'assurer la protection de l'ensemble. Le cœur assure la propagation du signal et son filtrage spatial tandis que la première gaine est un guide multimode, de plus grande étendue géométrique, pour la pompe. Ainsi on peut coupler dans la fibre dopée le faisceau de pompe d'une diode laser fortement multimode mais de forte puissance.

La pompe est absorbée dans le cœur si elle ne se propage pas sur des modes de gaine hélicoïdaux qui ne croisent jamais le cœur de la fibre. C'est pourquoi on introduit une asymétrie dans la première gaine. Elle prend par exemple une forme rectangulaire ou celle d'un D (Figure I. 3).

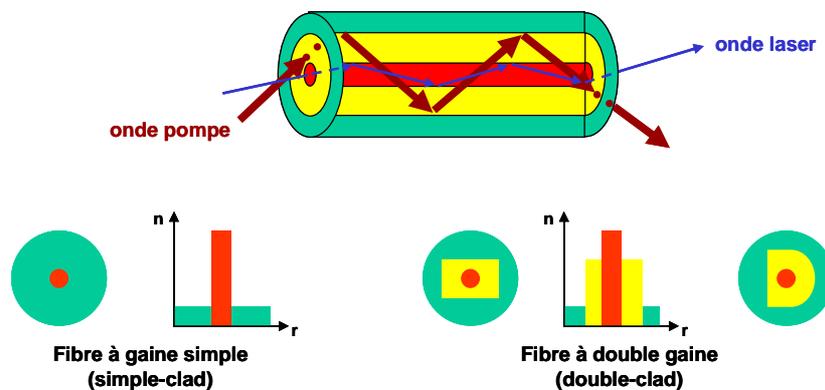


Figure I. 3 : Principe de la fibre double gaine

Un autre paramètre important est la manière dont s'effectue le pompage de la fibre. Il s'agit de coupler une forte puissance avec le minimum de perte et idéalement dans un système tout fibré afin d'être le plus robuste possible. On citera à titre d'exemple, la technique du « bundle » ou coupleur multibrins (Figure I. 4). Elle résulte de la fusion de plusieurs fibres de pompe multimodes avec une fibre monomode double gaine. Il s'agit d'un composant très efficace pour coupler la pompe dans une fibre double gaine tout en assurant des pertes minimales et ainsi une puissance utile maximale. Il est alors possible de coupler plusieurs kilowatts de puissance de pompe, tout en ayant une architecture « tout fibré ».

L'introduction des fibres double gaine et des techniques de pompage efficaces ont permis d'atteindre des puissances de l'ordre d'une centaine de Watt. La montée en puissance est alors limitée par l'apparition d'effets indésirables : les dommages du matériau et les effets non linéaires.

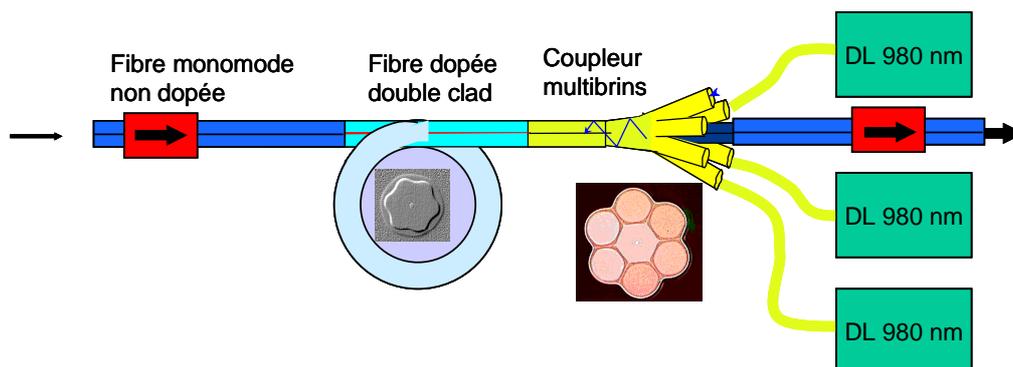


Figure I. 4 : Principe du coupleur multibrins (DL: diode laser) source : OFS

Bien que la gestion de la thermique soit facilitée dans les lasers à fibre, elle reste néanmoins source de problèmes à forte puissance. L'élévation de la température peut être suffisante pour induire des effets thermo-optiques et endommager la gaine polymère [3]. On estime la limite à quelques kW pour les fibres dopées Yb et quelques centaines de W pour les fibres co-dopées Er-Yb.

A forte puissance, il y a un risque d'endommager la fibre notamment à l'interface silice-air. On estime à 1 GW/cm^2 le seuil de dommage. Celui-ci peut être grandement diminué en fonction de l'état de surface de la fibre et du type de dopage utilisé. L'ajout d'un embout d'extrémité ou « end cap » permet de diminuer la densité spatiale de puissance au niveau de la facette. Le faisceau a alors commencé à diverger. Son diamètre au niveau de l'interface air-silice est plus important et permet de transmettre des puissances plus élevées sans dommage [4].

Avant même d'atteindre ces seuils de dommage, une dernière limite, généralement la plus contraignante, apparaît : les effets non linéaires. Le guidage dans la fibre permet d'obtenir des lasers efficaces grâce à une grande longueur de fibre et un fort confinement du mode optique. Néanmoins, cela se traduit par des diamètres de faisceaux petits et des densités spatiales de puissance très élevées. Les seuils, en puissance, d'apparition des effets non linéaires dans les fibres sont donc plus bas que dans les matériaux massifs. Les trois principaux sont la diffusion Brillouin stimulée, la diffusion Raman stimulée et l'effet Kerr. Leur seuil d'apparition dépend de la largeur spectrale et de la longueur d'onde de la source. Dans tous les cas, ces effets posent problème en occasionnant un transfert d'énergie vers des longueurs d'onde indésirables. Il y a également des risques de phénomènes temporels transitoires très rapides pouvant occasionner des dommages à la fibre et aux composants d'extrémité (diodes de pompe, isolateurs,...).

Il est à noter que ces phénomènes sont d'autant plus importants que la puissance crête est forte : ils sont donc encore plus limitant en régime impulsionnel qu'en régime continu.

1.3 TECHNIQUES DE MONTEE EN PUISSANCE DES LASERS A FIBRE

Pour augmenter la puissance des lasers à fibre, plusieurs solutions sont envisageables. Elles ont cependant toutes en commun la volonté d'augmenter la surface du cœur pour diminuer la densité de puissance et repousser les seuils d'apparition des effets indésirables. Cela doit se faire sans compromettre le guidage afin de rester monomode transverse.

1.3.1 Guidage par réflexion totale interne

Une des solutions pour repousser les limites en puissance, et en premier lieu le seuil d'apparition des effets non linéaires, est d'augmenter la taille du cœur. Cependant pour conserver la qualité de faisceau et, à puissance égale, conserver si possible le caractère monomode de la fibre, il faut prendre garde aux conditions de guidage de la fibre et en particulier ne pas augmenter la fréquence normalisée V . Ainsi, si le rayon de cœur augmente, l'ouverture numérique doit être diminuée. Ces fibres à gros cœur mais avec des ouvertures numériques faibles sont appelées fibres LMA (Large Mode Area). C'est en général une différence d'indice plus faible entre le cœur et la gaine qui permet de réduire l'ouverture numérique. Développées à l'origine à l'université de Southampton [5], ces fibres ont fait l'objet de nombreuses recherches et sont maintenant très répandues. C'est avec ce type de fibres que tous les records de puissance ont été obtenus.

Néanmoins, les technologies de fabrication des fibres imposent des contraintes, en particulier sur la différence d'indice minimale que l'on peut obtenir. Elles ne permettent pas de préserver les conditions de guidage monomode pour de grands diamètres de cœur. Pour rétablir ce caractère monomode, la technique la plus répandue consiste à induire des pertes par courbures sur les modes d'ordre supérieur en enroulant la fibre. Koplow et al. [6] l'ont appliquée pour supprimer les modes d'ordre supérieur d'un amplificateur à fibre dopée Yb de 25 μm de diamètre de cœur et d'ouverture numérique proche de 0,1. Le paramètre V correspondant est alors voisin de 7,4 ce qui permettrait de guider quelques modes transverses. En imposant un diamètre de courbure de 1,58 cm, les auteurs obtiennent malgré tout un faisceau dont le M^2 est quasiment limité par diffraction ($M^2 = 1,09$) et ce sans perte d'efficacité.

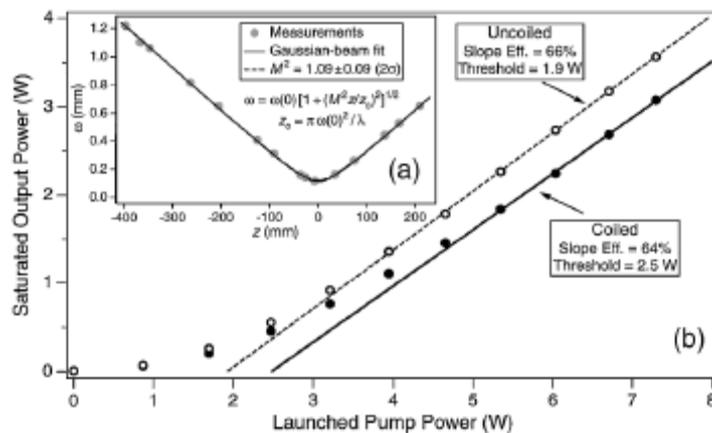


Figure I. 5 : Comparaison des résultats obtenus avec et sans enroulement de la fibre. [6]

Il est important de noter que les technologies de fabrication ne permettent pas toujours d'obtenir un saut d'indice parfait. C'est le cas des fibres co-dopées Er-Yb. En effet, ces fibres présentent une ouverture numérique élevée à cause de la présence de phosphore qui permet d'accroître l'efficacité de transfert d'énergie de l'ytterbium vers l'erbium mais qui augmente l'indice de réfraction du cœur. De plus, l'évaporation du phosphore pendant la fabrication de la fibre crée une dépression de l'indice au centre du cœur (Figure I. 6 (a)). Ainsi, les modes transverses voient leur profil radial modifié, ce qui réduit la discrimination intermodale et augmente le couplage entre les modes, notamment entre le fondamental et le LP_{11} . Les rayons de courbures permettant de discriminer efficacement les modes deviennent alors trop petits pour être réalisés en pratique. Pour une fibre avec $ON=0,11$, un rayon de courbure inférieur à 20 mm serait nécessaire afin d'occasionner des pertes de 100 dB/m sur le LP_{11} [7].

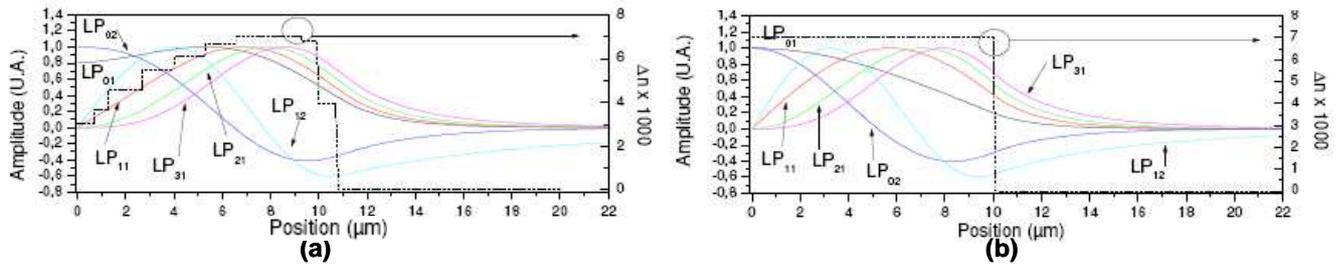


Figure I. 6 : Profil radial des modes pour une fibre dopée Er-Yb de diamètre de cœur de 20 μm et ON=0,14. (a) profil réel (avec dépression d'indice au centre) et (b) profil théorique dans une fibre à saut d'indice parfait. [7]

D'autres techniques de sélection modale ont été alors mises en place. On citera à titre d'exemple l'excitation sélective du mode fondamental par injection d'un faisceau rigoureusement monomode, l'utilisation d'un adaptateur de mode en sortie de fibre ou un dopage inhomogène adapté. Une solution intéressante consiste à travailler sur la technologie de fabrication de la fibre afin de réaliser un profil d'indice adapté comme par exemple pour les fibres à piedestal [7].

Enfin, notons la structure radiale originale proposée par l'université du Michigan en collaboration avec la société Nufern [8]. Il s'agit de fibres à gros cœurs dont les pertes sur les modes d'ordre supérieur sont introduites par couplage avec un cœur satellite qui s'enroule en forme d'hélice autour du cœur principal. Cette structure permet d'obtenir une bonne discrimination modale. Elle a été utilisée avec succès, à deux longueurs d'onde différentes, 1064 nm et 1550 nm, pour générer un faisceau quasiment limité par diffraction, avec un M^2 voisin de 1,1.

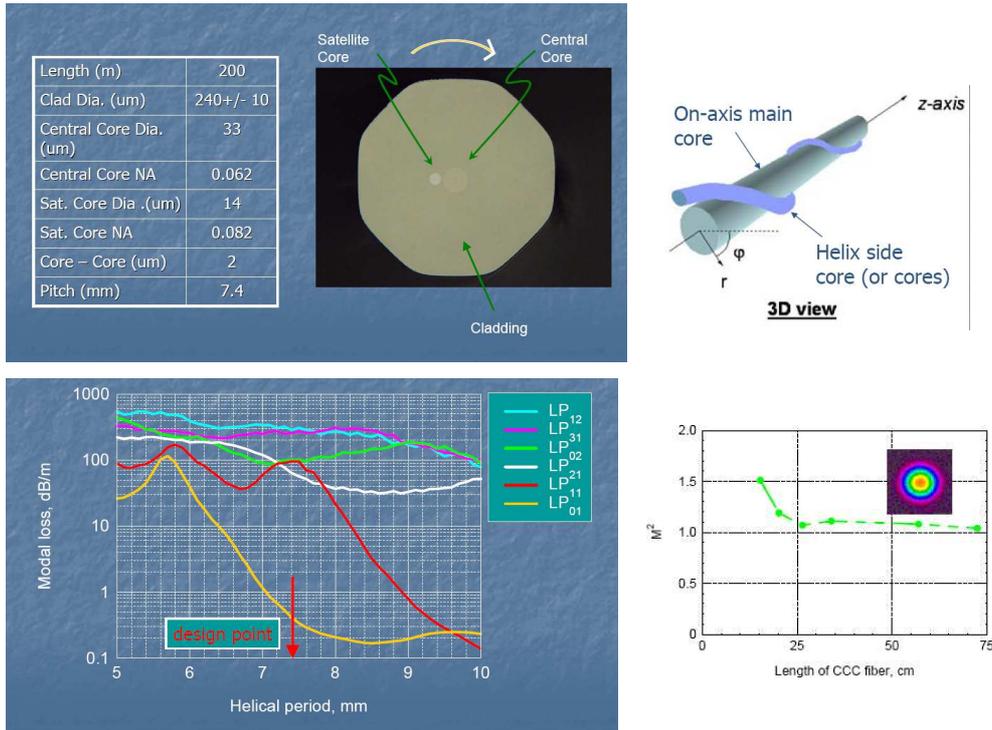


Figure I. 7 : Principe et résultats expérimentaux d'une fibre à couplage chiral. [8]

Sur un principe proche, l'université de Southampton a réalisé un laser à 1043 nm de 60,4 W avec un $M^2 < 1,4$ et une efficacité de 84% semblable à celle attendue pour un laser double gain standard [9]. Cette fois c'est le cœur lui-même qui est hélicoïdal et qui effectue le filtrage des modes

indésirables. L'inconvénient de ces systèmes est la complexité technologique de la fabrication des fibres et une difficulté accrue pour les coupler avec des fibres conventionnelles.

Une autre approche développée par Ramachandran et ses collaborateurs d'OFS Labs consiste à utiliser des modes d'ordre supérieur d'aire effective accrue [10]. Il s'agit des modes de type LP_{0m} (avec m entier >1) qui présentent une symétrie de révolution et un maximum d'intensité au centre. Des réseaux de Bragg photo-inscrits à longues périodes ont été spécifiquement développés pour effectuer la conversion du mode fondamental LP_{01} de la fibre en amont vers le mode LP_{0m} à propager, et ce avec un rendement de couplage de $\sim 99\%$. A la sortie de la fibre, l'opération inverse est effectuée afin de retrouver au final le mode fondamental. Une propagation sur le mode LP_{07} avec une aire effective de $2100 \mu\text{m}^2$ a ainsi été démontrée. Le seuil de la diffusion Brillouin stimulée a été repoussé à $2,4 \text{ kW.m}$. Pour l'instant la majorité des résultats obtenus l'ont été sur des fibres passives mais l'efficacité de ces fibres en tant que milieu à gain semble être prometteuse [11]. On peut tout de même s'interroger sur l'efficacité de couplage d'un gain de profil uniforme avec un profil de mode très différent. Il faut également se poser la question des dommages aux facettes car l'intensité maximale reste élevée à cause du pic central et de la reconversion en mode fondamental en sortie de dispositif.

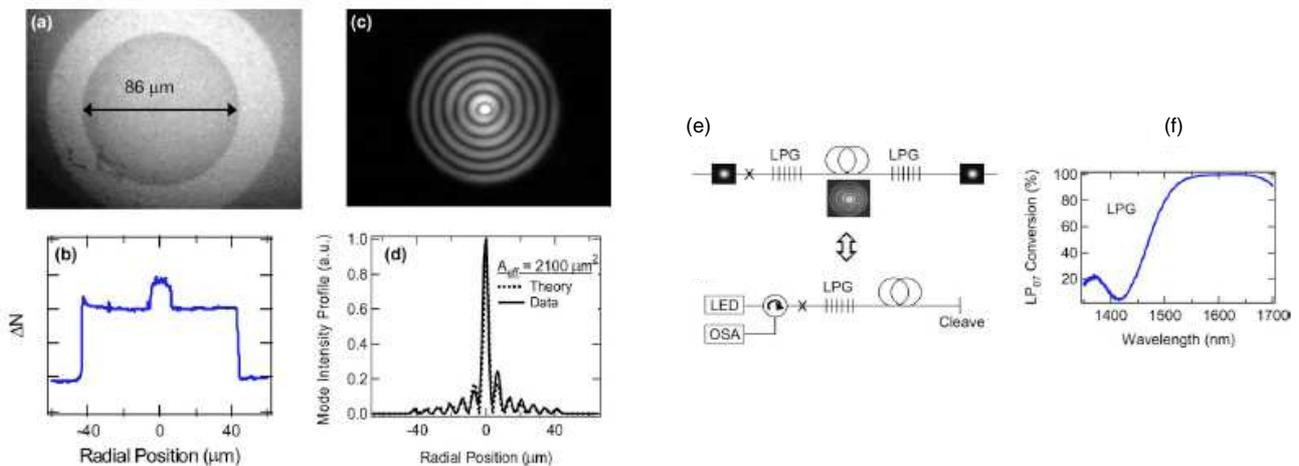


Figure I. 8 : Caractéristiques et principes des fibres à modes LP_{0m} . (a) coupe de la fibre (b) profil d'indice (c) image en champ proche du mode LP_{07} obtenu (d) comparaison théorie expérience du profil du LP_{07} (e) dispositif expérimental de conversion et (f) efficacité de conversion. [10]

1.3.2 Fibres microstructurées

L'apparition des fibres microstructurées a constitué, ces dernières années, un évènement majeur pour la montée en puissance des lasers à fibre. Ces fibres peuvent être divisées en deux familles selon le principe de confinement de la lumière : guidage par « réflexion totale interne modifiée » et par « effet de bande photonique interdite ».

1.3.2.1 Guidage par réflexion totale interne modifiée

On appelle fibre à guidage par réflexion totale interne modifiée les fibres à cristaux photoniques air-silice. Apparues pour la première fois en 1996 [12], ces fibres, à très gros cœur, sont en silice avec des trous d'air disposés périodiquement. L'indice de l'air étant égal à 1 et celui de la silice voisin de 1,45, la présence des canaux creux dans la gaine de la fibre diminue artificiellement l'indice de la gaine. Son indice effectif est alors compris entre celui de l'air et celui de la silice, ce qui donne des conditions suffisantes pour un guidage par réflexion totale interne.

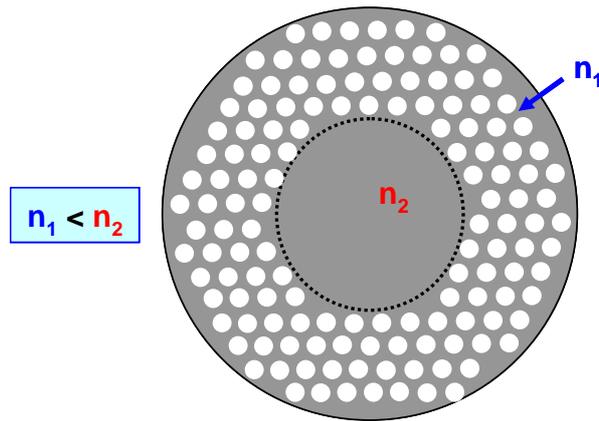


Figure I. 9 : Principe des fibres microstructurées air-silice (la silice apparaît en grisée et l'air en blanc)

Des différences d'indice faible peuvent être atteintes ce qui permet d'obtenir des fibres gros cœurs et ainsi de repousser le seuil d'apparition des phénomènes limitants et en premier lieu celui des effets non linéaires. De plus, elles permettent de réaliser des fibres complètement monomodes (« endlessly monomode ») c'est-à-dire des fibres qui ne peuvent guider qu'un seul mode transverse et ce quelle que soit la longueur d'onde choisie. Il existe un domaine pour les paramètres d (diamètre des trous d'air) et Λ (distance entre deux trous voisins) dans lequel ce fonctionnement monomode est obtenu (Figure I. 10).

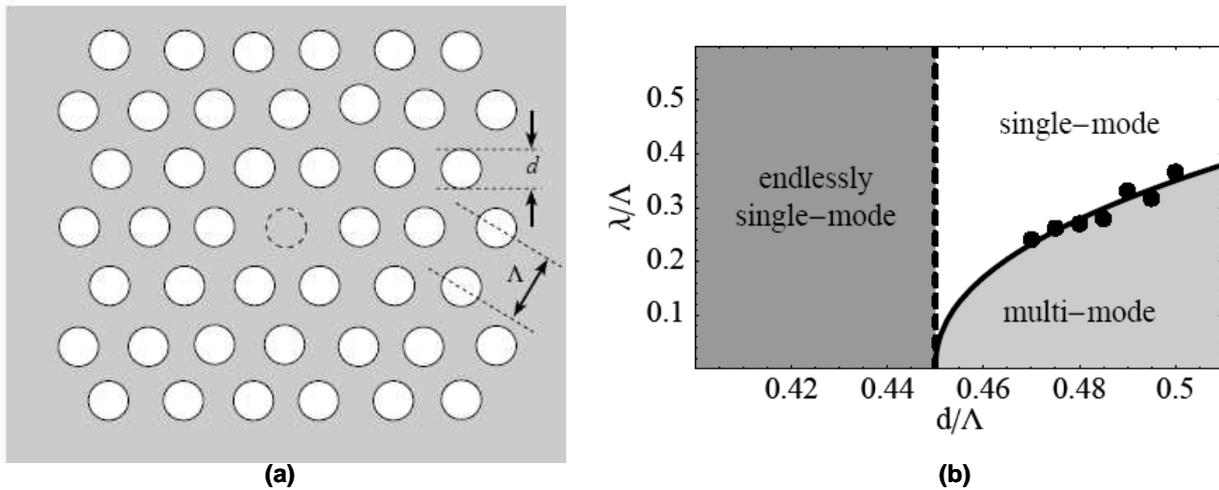


Figure I. 10 : Paramètres d et Λ d'une fibre microstructurées (a) et domaine de guidage (b). [13]

De plus, on peut réaliser des fibres double gaine (Figure I. 11(a)) : une première gaine composée de canaux d'air, la deuxième en silice pure. On parle alors de fibre à gaine d'air ce qui permet d'avoir une tenue aux échauffements thermiques 4 à 5 fois supérieure à une fibre à saut d'indice classique.

Les fibres microstructurées sont donc de bonnes candidates pour la fabrication de lasers et d'amplificateurs de fortes puissances. Les principales réalisations ont été établies avec un dopage Yb pour une émission autour de $1 \mu\text{m}$. On citera à titre d'exemple, la collaboration en 2003 entre l'université de Jena et la société Crystal Fiber [14]. Un laser de 80 W avec 78% d'efficacité pour un $M^2 \sim 1,2$ a été présenté.

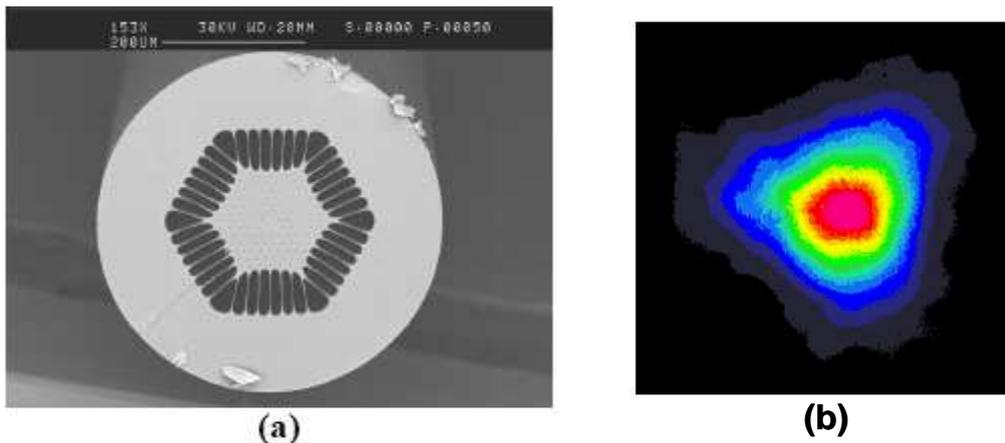


Figure I. 11 : Coupe de la fibre microstructurée (a) et profil du faisceau obtenu (b). [14]

Malgré tout, ces fibres possèdent elles aussi des limites. En premier lieu, on peut noter une grande sensibilité à la courbure [15]. La plupart des réalisations utilisant ces structures ont été réalisées avec des rayons de courbure supérieurs à 50 cm ce qui réduit la compacité des systèmes. La qualité de faisceau en sortie est un peu moins bonne à cause de la diffraction sur les canaux d'air. De plus, à cause de la forte différence d'indice entre le cœur de fibre dopée Er (ou Er-Yb) et la gaine de silice, il est plus difficile de fabriquer des fibres microstructurées monomodes à $1,5 \mu\text{m}$. Ce sont alors en général des fibres classiques à saut d'indice. A l'heure actuelle, ces fibres sont surtout utilisées pour des applications picosecondes et femtosecondes car elles présentent la possibilité de contrôler leur dispersion grâce aux trous.

Enfin, un type de fibre microstructurée particulier permet d'amplifier les puissances élevées : il s'agit des fibres « rod-type », à mi chemin entre la fibre et le barreau laser. Ce type de fibres permet d'obtenir de très bonnes performances aussi bien en continu qu'en régime impulsif. On peut, par exemple, obtenir 163 W continu avec une efficacité de 75% et un $M^2 \sim 1,2$ [16]. Bien sûr, ce type de fibre ne peut ni s'enrouler ni se souder avec des fibres classiques mais nécessite des interfaces air libre et non « tout fibre » ce qui diminue la robustesse du système.

1.3.2.2 Guidage par résonance transverse

Les fibres fonctionnant par guidage par résonance transverse sont plus communément appelées fibres à bande photonique interdite. Le guidage n'est plus assuré par la différence des indices entre le cœur et la gaine mais par résonance transverse ce qui interdit la transmission du signal dans une direction perpendiculaire à l'axe optique. Les fibres peuvent être à cœur plein, ie en silice, ou à cœur creux, ie un trou d'air.

Dianov et al. présentent des résultats en configuration laser avec des fibres à bandes photoniques interdites dopées Yb [17]. Une efficacité de 53% a été obtenue avec une configuration tout fibré tandis qu'en pompage air-libre l'efficacité est meilleure et le $M^2=1,17$.

Ces fibres sont en cours de développement. Elles laissent envisager de bonnes possibilités quant à leur usage pour des lasers de très fortes puissances.

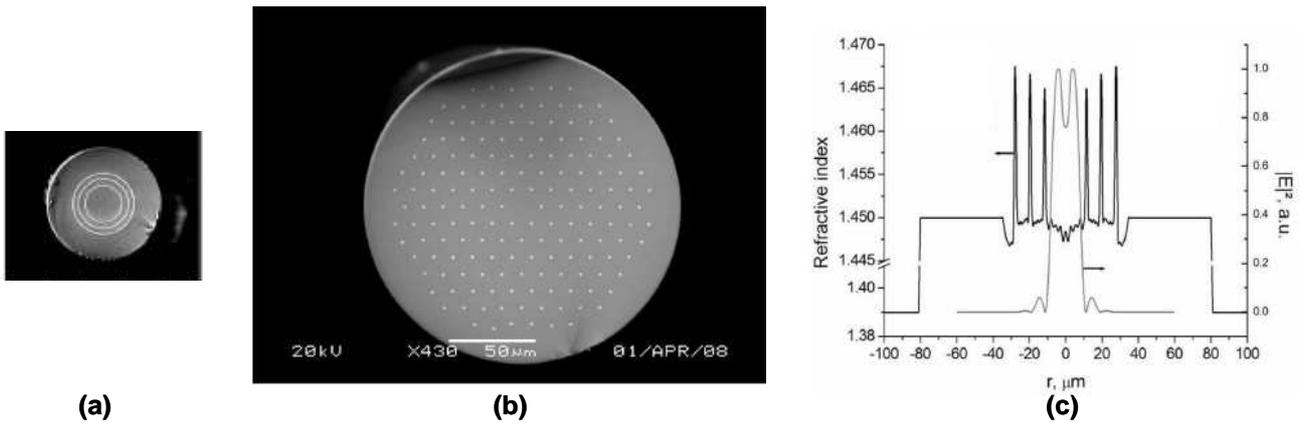


Figure I. 12 : Fibre à bande photonique interdite à 1 dimension (1) et à 2 dimensions (2). Profil d'indice de la fibre et du mode obtenu (c). [17]

1.4 CONCLUSION

Les lasers à fibre dopée présentent de nombreux avantages et sont de bons candidats pour obtenir des puissances élevées. L'utilisation de fibres LMA et/ou microstructurées a permis de repousser le seuil d'apparition des effets indésirables tels que les effets non linéaires. Les lasers à fibre dopée Yb sont ceux ayant obtenu les meilleures performances, de par un meilleur contrôle du profil de dopage et d'un défaut quantique faible. A l'heure actuelle le record de puissance en continu est obtenu par la société IPG Photonics avec un laser Yb monomode de 10 kW [18].

Pour les lasers à fibre codopée Er-Yb, la limite en puissance est beaucoup plus basse : la présence de phosphore occasionne une dépression de l'indice au centre ainsi qu'un défaut quantique plus élevé, ce qui entraîne des contraintes thermiques plus fortes. Il est alors beaucoup plus difficile de faire de la discrimination modale et d'obtenir une sortie monomode quand la puissance augmente. Une puissance de 297 W a tout de même été obtenue par l'Université de Southampton [19].

Les Figure I. 13 et Figure I. 14 montrent l'évolution des performances des lasers à fibre dopée Yb et Er-Yb.

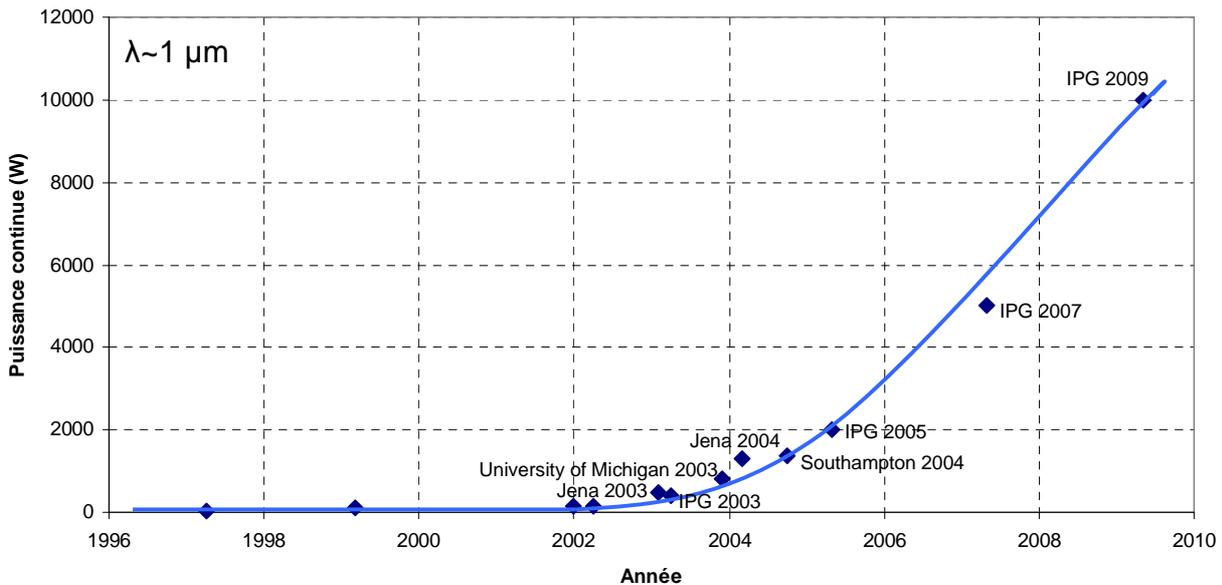


Figure I. 13 : Evolution des performances des lasers à fibre dopée Yb

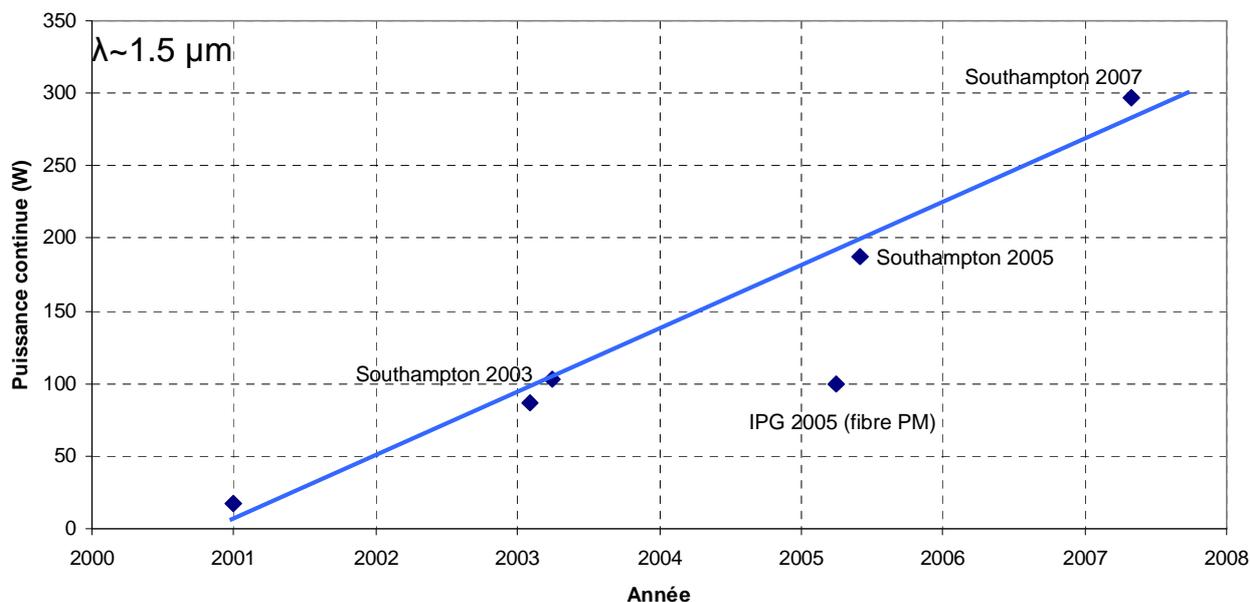


Figure I. 14 : Evolution des performances des lasers à fibre dopée Er-Yb

Néanmoins, les limites de dommages et d'apparition des effets non-linéaires existent toujours. Des études ont été menées pour déterminer la limite en puissance pouvant être atteinte par les lasers à fibres [20]. Il semble difficile d'envisager un fonctionnement monomode au-delà de 35-40 kW (dopage Yb). Cette limite diminue à ~10 kW si la fibre est enroulée. En codopage Er-Yb ou si l'on désire des finesses spectrales faibles la puissance maximale envisagée n'est que de 1 ou 2 kW.

Des études menées à l'Onera sur la montée en puissance des lasers à fibre confirment les résultats précédents. En utilisant les modèles d'amplifications dans les fibres et en intégrant tous les facteurs limitants, on obtient les puissances maximales suivantes :

- Laser Yb : 10-12 kW pour un laser continu et 10 J/ms pour un laser quasi continu.
- Laser Er-Yb : 1-3 kW pour un laser continu et 1 J/ms pour un laser quasi continu.

Pour obtenir une puissance accrue, il faut avoir recours à la combinaison de faisceaux.

2 COMBINAISON DE FAISCEAUX

Nous l'avons vu dans la partie précédente, la puissance délivrée par un laser à fibre est limitée. Il paraît difficile de penser dépasser la quinzaine de kilowatts en sortie d'un laser à fibre émettant autour de $1\ \mu\text{m}$, et quelques kilowatts à $1,5\ \mu\text{m}$. Les limites en puissance sont encore plus faibles si l'on souhaite conserver au laser une faible largeur spectrale.

Toutefois, l'association de plusieurs sources laser permet d'aller au-delà de ces limites afin d'accroître la puissance totale émise. Seule la combinaison de faisceaux peut permettre d'espérer atteindre un jour, avec des sources laser à fibre monomodes, de très fortes puissances (nécessaires pour réaliser par exemple des armes lasers (1 MW cw)). Ce sujet fait l'objet de nombreuses recherches. On peut citer à titre d'exemple le numéro du *Journal of Selected Topics of Quantum Electronics*, paru en 2009, consacré à la combinaison et aux systèmes laser [21].

Cette section présente un état de l'art des différentes méthodes de combinaison de sources laser qui peuvent être utilisées pour accroître la puissance totale émise par un système laser à fibre. Les techniques de combinaison cohérente par contrôle actif de phase, au cœur de ce travail de thèse, seront plus amplement détaillées dans la partie 3.

2.1 GENERALITES

La combinaison de faisceaux a pour objectif d'augmenter la densité spatiale de puissance émise par les systèmes laser et, selon les applications, de conserver la pureté spectrale des faisceaux élémentaires. L'accroissement de la puissance totale n'est pas le seul paramètre à prendre en compte. En général, on cherche à obtenir la luminance totale la plus élevée possible. Cela signifie que l'étendue géométrique de la source est un paramètre à ne pas négliger et à réduire autant que possible.

Il existe différentes techniques de combinaison de faisceaux, incohérentes ou cohérentes, résumées en Figure I. 15.

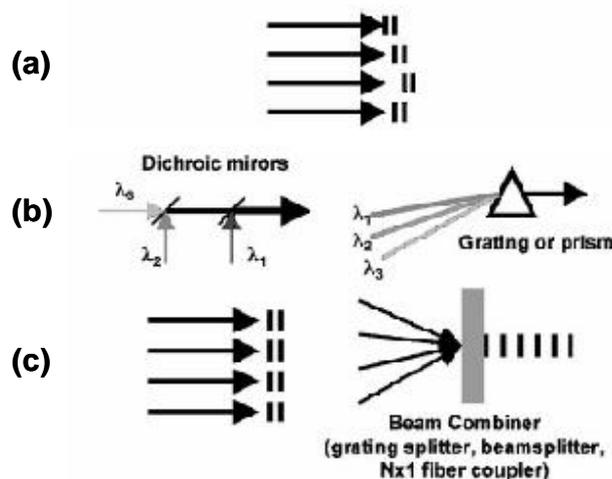


Figure I. 15 : Techniques de combinaison de faisceaux: addition incohérente (a), combinaison spectrale (b) et combinaison cohérente (c). [22]

La combinaison incohérente peut se faire simplement en mettant côte à côte les émetteurs individuels sans qu'une attention particulière soit portée à leurs phases relatives ou à leurs longueurs d'onde. On appelle cela l'addition incohérente. La technique incohérente la plus largement employée est la combinaison spectrale. Elle consiste à superposer sur un élément dispersif des faisceaux

élémentaires à des longueurs d'onde distinctes. La combinaison cohérente repose quant à elle sur la mise en phase, passive ou active, des différents émetteurs.

La différence entre les combinaisons cohérentes et incohérentes repose sur le principe de cohérence du faisceau. Dans le cas incohérent, on veille à ce qu'il n'y ait pas de cohérence entre les faisceaux (longueurs d'onde ou polarisations différentes, pas de référence de phase commune...), afin qu'ils se superposent sans interférer.

Dans le cas cohérent, les faisceaux laser ont la même longueur d'onde, la même polarisation et une référence de phase commune ce qui leur permet d'interférer entre eux lors de leur superposition. Le caractère constructif ou destructif des interférences dépend de leurs relations de phase. Quand ces faisceaux sont en phase, la luminance totale est elle égale à la somme des luminances individuelles. En outre, l'intensité sur l'axe croît en N^2 , où N est nombre de faisceaux élémentaires. En effet, la divergence du lobe principal du faisceau combiné est réduite d'un facteur N du fait des interférences constructives. Cela est vrai à condition que la surface d'émission de l'ensemble des N faisceaux élémentaires croisse aussi d'un facteur N , ce qui est généralement le cas dans les configurations multi-pupillaires.

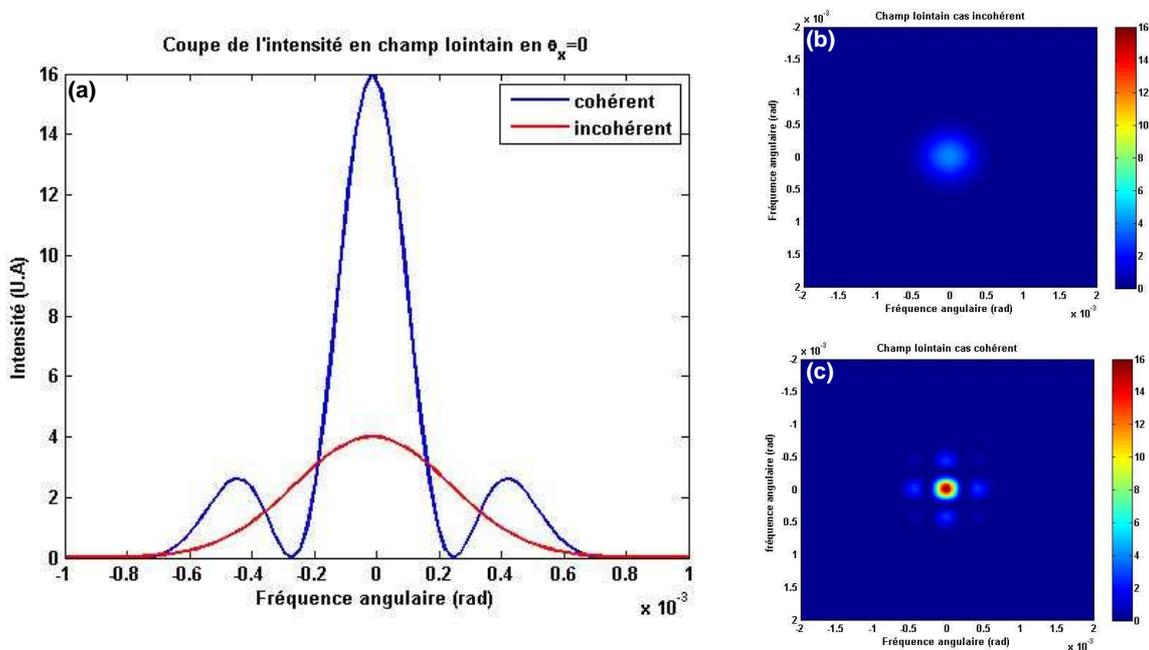


Figure I. 16 : Comparaison de la combinaison de 4 faisceaux disposés en carré dans les cas incohérent ((a) rouge et (b)) et cohérent ((a) bleu et (c)).

Par exemple, la Figure I. 16 présente la comparaison des champs lointains obtenus dans les cas cohérent et incohérent pour quatre faisceaux disposés aux quatre coins d'un carré. L'intensité sur l'axe qui vaut 4 dans le cas incohérent, est donc bien proportionnelle au nombre de faisceaux combinés tandis que dans le cas cohérent, l'intensité sur l'axe vaut 16, c'est-à-dire le carré du nombre de faisceaux.

2.2 ADDITION INCOHERENTE

La technique la plus simple pour faire de la combinaison de faisceaux est de se contenter de superposer plusieurs faisceaux lasers sans tenter de contrôler leurs longueurs d'onde, polarisations, phases relatives entre les émetteurs. On obtient en champ lointain une addition incohérente des

puissances laser. La société IPG Photonics commercialise des lasers à fibre, fonctionnant sur ce principe, délivrant jusqu'à 50 kW. Plusieurs modules de 200 W sont mis côte à côte et combinés dans une même fibre à très gros cœur. Cette source laser très étendue délivre un faisceau de sortie qui est très loin de la limite de diffraction avec un M^2 et une divergence élevés. Ces systèmes sont destinés à des applications industrielles, comme la soudure ou la découpe par laser, qui nécessitent de la puissance mais tolèrent une qualité de faisceau dégradée.

Récemment le Naval Research Laboratory (NRL) a démontré la combinaison incohérente de 4 faisceaux laser, sur cible lointaine de 10 cm de rayon placée à 1,2 km. La puissance totale combinée est de 3 kW avec une efficacité de combinaison de 90% [23]. Un système de pointage indépendant pour chaque laser permet de superposer tous les faisceaux sur la cible.

On pourrait également envisager de superposer additivement des faisceaux ayant des polarisations croisées. Toutefois cette technique est très limitée, en nombre de sources combinées, puisqu'il n'y a que deux états de polarisation.

La méthode de combinaison incohérente la plus efficace et la plus utilisée est la combinaison spectrale qui est détaillée au paragraphe suivant.

2.3 COMBINAISON SPECTRALE

La combinaison spectrale ou combinaison par multiplexage en longueurs d'onde consiste à superposer N faisceaux dont les spectres optiques sont différents et disjoints. La combinaison s'effectue via un élément dispersif (réseau, prisme...). Si les longueurs d'onde des faisceaux et leur angle d'incidence sur cet élément sont bien adaptés, il est alors possible de renvoyer tous les faisceaux dans une même direction et d'obtenir un faisceau de bonne qualité spatiale et de puissance égale à la somme des puissances individuelles. L'élément dispersif peut se trouver à l'intérieur de la cavité avant un miroir de sortie commun à toutes les voies, on est alors en configuration laser (Figure I. 17 (a)) ou hors cavité, on parle alors en configuration MOPA (Figure I. 17 (b)).

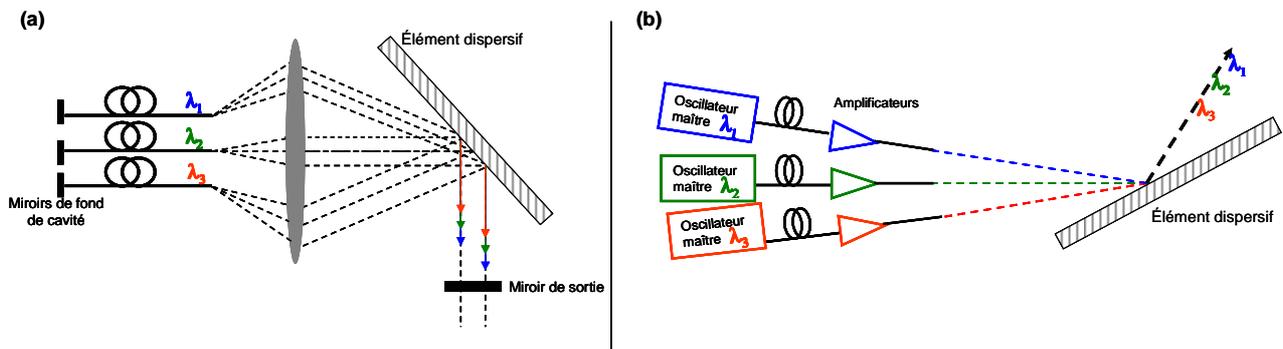


Figure I. 17 : Combinaison spectrale en configuration laser (a) et en configuration MOPA (b)

En configuration laser, la puissance se répartit dans les différents milieux laser à des longueurs d'onde différentes. Les longueurs d'onde assurant la superposition des faisceaux après diffraction sur l'élément dispersif sont amplifiées de manière privilégiée puisque ce sont elles qui sont résonantes dans la cavité. Au final, chacune des voies n'amplifie qu'une longueur d'onde particulière, légèrement différente des autres voies. Celle-ci ainsi que sa largeur spectrale dépend de la dispersion de l'élément diffractif, de son orientation et de l'écart angulaire entre les différentes voies.

L'institut de physique appliquée de Jena a ainsi obtenu en 2006 la combinaison spectrale de 3 voies lasers à 1070 nm, 1076,5 nm et 1083 nm. Les auteurs obtiennent une puissance de sortie de

100 W avec un $M^2 > 2$ [24]. L'avantage de cette méthode est l'auto-organisation de la cavité qui ne nécessite pas un choix externe des longueurs d'onde appliquées. Leurs valeurs sont définies par l'alignement de la cavité et l'orientation du réseau. Cependant, comme le soulignent les auteurs, elle peut être limitée par la diaphonie entre les différentes voies à combiner si le pouvoir séparateur de l'élément dispersif est trop faible, c'est-à-dire si les différents spectres ne sont pas complètement disjoints. De plus, l'optimisation du couplage de la cavité impose de trouver un compromis entre la suppression de l'émission spontanée et l'extraction d'une puissance maximale au prix d'une efficacité pompe à puissance combinée réduite.

Pour résoudre les problèmes de diaphonie et améliorer la qualité de faisceau, le MIT Lincoln Laboratory a proposé en 2003 l'ajout d'un filtre spatial interne [25]. Cinq lasers Yb sont combinés offrant une puissance totale de 6 W et une très bonne qualité de faisceau avec un M^2 de 1,14. L'efficacité de combinaison de 72% est limitée par l'efficacité du réseau selon la polarisation. Enfin les auteurs montrent que ce dispositif permet de balayer la direction d'émission du faisceau combiné sur 14 mrad. Cette déviation est obtenue par la rotation du miroir de fond de cavité entraînant, par symétrie, un déplacement équivalent du faisceau de sortie.

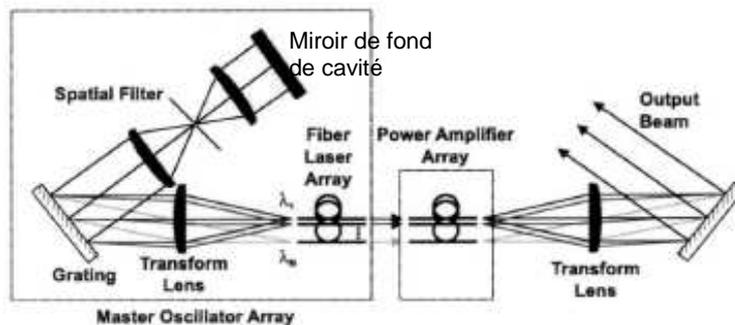


Figure I. 18 : Schéma du dispositif expérimental du MIT [25]

Il est à noter que le MIT propose une configuration MOPA même si la sélection en longueur d'onde se fait en partie par le miroir et le réseau de fond de cavité. De manière générale, en configuration MOPA, l'élément dispersif se trouve hors cavité et chacune des voies est une chaîne d'amplification indépendante, constituée d'un oscillateur maître suivi d'un ou plusieurs étages d'amplificateurs. Les longueurs d'onde des différentes voies sont choisies pour que les faisceaux soient superposés après diffraction sur l'élément dispersif.

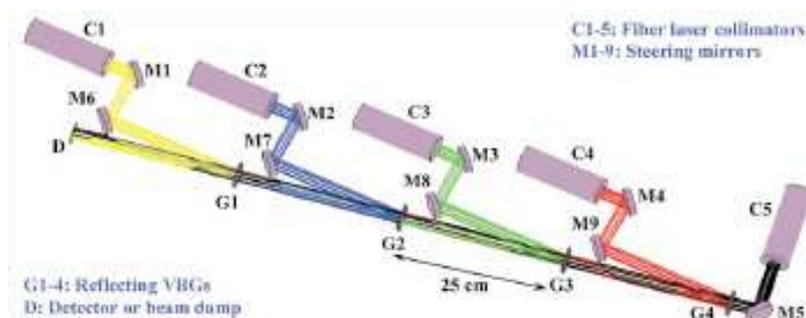


Figure I. 19 : Dispositif expérimental de combinaison spectrale par cascade de réseaux de Bragg [26]

En 2008, le CREOL a combiné 5 faisceaux pour une puissance totale de 750 W et un faisceau proche de la limite de diffraction avec un M^2 de 1,11 [26]. La combinaison se fait au moyen d'une cascade de réseaux de Bragg en volume inscrits dans un verre photo-thermo-réfractif. Un des faisceaux

arrive en incidence de Bragg sur le réseau et est réfléchi tandis que les autres, qui ne sont pas en incidence de Bragg, sont simplement transmis. L'efficacité de combinaison de 93% est limitée par les pertes en transmission du réseau et par la diaphonie entre les différents ordres du réseau entre les voies transmises et réfléchies.

Le record en continu de puissance combinée est détenu par l'institut de physique appliquée de Jena avec la combinaison de 4 faisceaux de 500 W chacun pour une puissance totale de 2 kW [27]. L'efficacité de combinaison est alors de 99%. Le faisceau a un M^2 de 2 horizontalement et de 1,8 verticalement.

La combinaison spectrale présente l'avantage, surtout en configuration MOPA, de permettre la combinaison de faisceaux impulsions. La société Aculight a réalisé la combinaison de trois voies pour une puissance moyenne combinée de 522 W et une énergie de 52 μ J [28]. Les trains d'impulsions sont de 5 ns avec une cadence de répétition de 50 MHz. L'efficacité de combinaison est de 93% pour un M^2 de 1,18 horizontalement et un M^2 de 1,22 verticalement.

Le record en combinaison de faisceaux impulsions est également détenu par l'institut de physique appliquée de Jena [29] avec la combinaison de 4 voies d'impulsion de 2 ns à 50 kHz, soit 3,7 mJ et une puissance moyenne de 187 W et 1,7 MW de puissance crête. L'efficacité de combinaison est de 97% avec un $M^2=2,3$ horizontalement et $M^2=1,3$ verticalement.

La combinaison spectrale est donc efficace pour additionner la puissance de plusieurs lasers continus ou impulsions. Elle ne nécessite pas de contrôle de phase et la qualité du faisceau combiné est généralement voisine des faisceaux élémentaires.

Cependant, des limites ont pu être constatées. Elles concernent en premier lieu la nature de l'élément effectuant la combinaison. En effet, celui-ci est exposé à la totalité du rayonnement laser à combiner donc la totalité de la puissance ; il constitue le point faible et limitant du dispositif. Le choix du réseau est donc un élément capital. L'utilisation de réseau en réflexion plutôt qu'en transmission est préconisée. Il semble également que les réseaux holographiques photo-inscrits ont des seuils de dommage plus élevés que les réseaux gravés (100 kW/cm² pour le réseau de Bragg volumique du CREOL contre 1,5 kW/cm² pour le réseau diélectrique d'Aculight). A l'heure actuelle, il semble difficile d'avoir plus de quelques kW combinés. Le problème de tenue au flux du réseau devient encore plus critique en régime impulsions où les puissances crêtes sont très importantes.

La deuxième limite est due à la complexité de l'alignement et du choix des longueurs d'onde. Cela est d'autant plus complexe en configuration MOPA. Tout d'abord le pas du réseau utilisé, la distance minimale entre deux voies et la focalisation utilisée permettent de définir un écart angulaire et donc un pas spectral minimal entre deux longueurs d'onde voisines. La longueur d'onde et la largeur spectrale de chacune des voies doivent être complètement maîtrisées et fixes. La largeur de raie du gain laser étant finie, ces éléments limitent le nombre de voies que l'on peut combiner. De plus, pour un réseau diffractif donné, la précision de l'alignement des lentilles, le diamètre minimal d'un faisceau élémentaire ainsi que le diamètre de la ou des lentilles de collimation sont autant de paramètres limitants. Bien que des études menées envisagent la combinaison de plus de 50 voies [30], les travaux actuels se sont limités, en fibre, à 5 voies.

Enfin, le spectre total est la combinaison des différents spectres : il ne s'agit pas d'un spectre monofréquence mais d'un peigne de fréquences. Cela interdit la combinaison spectrale pour les applications nécessitant des sources spectralement fines. Cette méthode n'est donc pas utilisable dans tous les cas.

Equipes	Caractéristiques principales	Faisceau combiné	Principaux résultats	Remarques
MIT Lincoln Lab [25]	<ul style="list-style-type: none"> • filtre spatial • 5 voies cw. $P_{total} = 8,4$ W • λ de 1063,6 à 1076,4 nm. Espacement entre les voies de 3,2 nm • Réseau en réflexion en zérodur avec traitement en or 		<ul style="list-style-type: none"> • $P_{combinée} = 6$W • Efficacité de combinaison ~72% (59% TE, 85% TM) • $M^2 = 1,14$ 	Efficacité limitée par la dépendance en polarisation
CREOL [26]	<ul style="list-style-type: none"> • structure MOPA • 5 voies de 160 W cw chacune • λ de 1062,08 à 1064,55 nm • Cascade de réseaux de Bragg photo-thermo-réfractif en transmission. Tenue au flux ~100 kW/cm² 		<ul style="list-style-type: none"> • $P_{combinée} = 750$ W • Efficacité de combinaison ~93% • $M^2 \sim 1,11$ 	Efficacité limitée par les pertes en transmissions et diaphonie entre les voies transmises et réfléchies
Aculight [28]	<ul style="list-style-type: none"> • structure MOPA • 3 voies : 158 W (1055 nm), 176 W (1062,5 nm) et 188 W (1065 nm) de puissance moyenne. Train d'impulsion : pulse de 5 ns à 10 MHz • Réseau de diffraction diélectrique multicouche en réflexion (1740 lignes/mm). Tenue au flux 1,5 kW/cm² 		<ul style="list-style-type: none"> • $P_{combinée} = 522$ W moyen • Efficacité de combinaison ~93% • $M^2_x = 1,18$ et $M^2_y = 1,22$ 	
Institute of Applied Physics, Jena [27][29]	<ul style="list-style-type: none"> • structure MOPA • 4 voies de 500W cw chacune • $\lambda=1050; 1055; 1060; 1065$ nm • Réseau diélectrique de diffraction en réflexion 		<ul style="list-style-type: none"> • $P_{combinée} = 2$ kW • Efficacité de combinaison ~99% • $M^2_x = 2$ et $M^2_y = 1,8$ 	Record de puissance continue combinée
	<ul style="list-style-type: none"> • structure MOPA • 4 voies pulsées (durée d'impulsion 2 ns, cadence de répétition 50 kHz) • $\lambda=1030; 1032; 1034; 1036$ nm • Réseau diélectrique de diffraction en réflexion 		<ul style="list-style-type: none"> • $E_{combinée} = 3,7$ mJ (187 W moyen et 1,7 MW puissance crête) • Efficacité de combinaison ~97% • $M^2_x = 2,3$ et $M^2_y = 1,3$ 	Record en combinaison impulsionnelle

Tableau I. 1 : Principaux résultats obtenus en combinaison spectrale

2.4 COMBINAISON COHERENTE PASSIVE

Dans cette partie, nous nous intéresserons à la combinaison cohérente passive, c'est-à-dire sans intervention extérieure pour mettre en phase les différents émetteurs. Le système, de part sa configuration et les différents éléments qui le composent, optimise son point de fonctionnement. On parle souvent de systèmes auto-organisés.

2.4.1 Généralités

La combinaison cohérente repose sur la mise en phase des différents émetteurs individuels. Ceux-ci doivent avoir la même longueur d'onde, la même polarisation (ou du moins une composante de polarisation identique).

Il existe deux types de configurations (Figure I. 20). Dans la première, la combinaison s'effectue par l'intermédiaire d'un combineur de faisceaux. Il peut s'agir d'un coupleur commun de sortie, d'une lame séparatrice... Dans ce cas la combinaison a lieu dès le champ proche. On appelle ces configurations des configurations mono pupillaires. Ces techniques interférométriques consistent à coupler ensemble plusieurs cavités laser au niveau de leur sortie et/ou d'un résonateur commun afin de les forcer à s'auto-organiser pour minimiser ensemble leurs pertes individuelles.

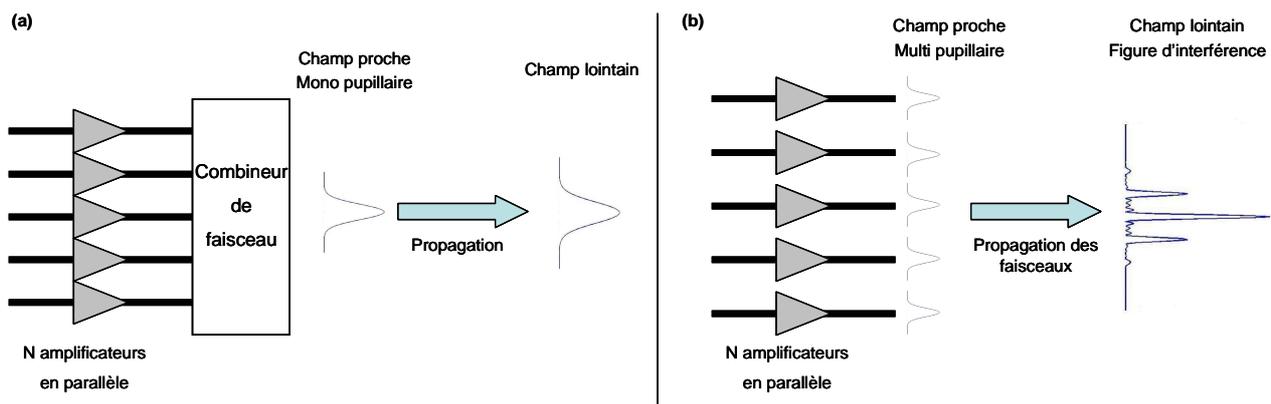


Figure I. 20 : Approche mono pupillaire (a) et multi pupillaire (b)

Dans le deuxième type de configuration, les faisceaux élémentaires sont juxtaposés et combinés uniquement en champ lointain. Ces configurations multi pupillaires donnent en champ lointain une figure d'interférence. On s'intéressera plus particulièrement aux techniques par :

- couplage par onde évanescente dans les fibres multi coeurs
- effet non linéaire
- auto-organisation par réinjection.

2.4.2 Configuration mono pupillaire

En combinaison cohérente passive, les configurations mono pupillaires correspondent au couplage cohérent de lasers. La combinaison s'effectue intra-cavité et repose sur les propriétés d'auto-organisation des lasers et sur l'utilisation d'un résonateur commun qui sert à réinjecter partiellement les faisceaux laser dans les cavités. Il peut être réalisé par un interféromètre de type Michelson ou Mach-Zehnder. A partir de cette réinjection commune, l'émission des lasers couplés s'auto-organise de manière à minimiser les pertes dans la cavité. Les champs optiques interfèrent sur le bras commun de l'interféromètre. Le laser final oscille aux fréquences qui correspondent au maximum de gain et aux

interférences constructives de la cavité. Il se verrouille ainsi sur les modes communs à toutes les cavités.

Que ce soit avec un interféromètre de type Michelson ou Mach-Zehnder, la combinaison des faisceaux peut s'effectuer par des systèmes « tout fibre » (Figure I. 21). Dans les deux cas, le miroir de fond de cavité est réalisé par un ou des réseaux de Bragg inscrits dans la fibre et la cavité est fermée par un coupleur dont une extrémité est clivée à angle droit ($R \sim 4\%$).

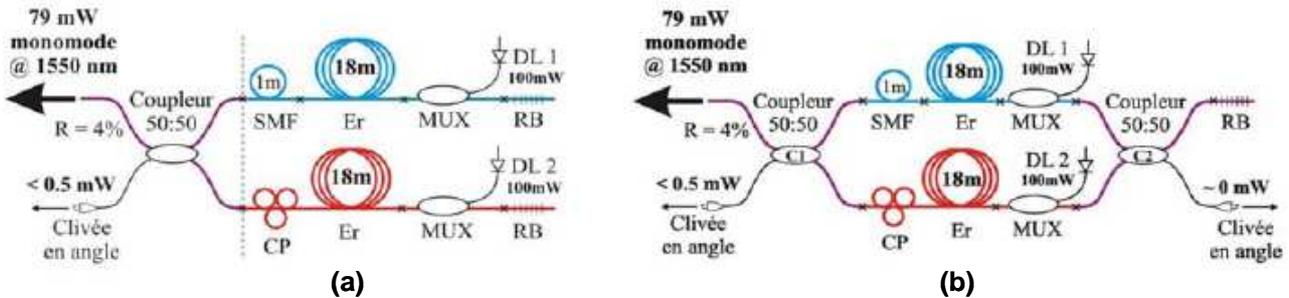


Figure I. 21 : Exemples de dispositifs expérimentaux par couplage interférométrique cohérent en configuration Michelson (a) et Mach-Zehnder (b). [31]

Le laboratoire Xlim de Limoges a combiné 4 lasers en configuration Mach-Zehnder pour une efficacité de 95% et une puissance totale de 150 mW [31][32]. En 2003, le laboratoire japonais de l'Institute for laser science de Tokyo a obtenu une puissance de 2,36 W par combinaison passive de 8 lasers où deux sous-systèmes de quatre bras sont eux-mêmes couplés (Figure I. 22 (a)). Il est à noter une baisse sensible de l'efficacité de combinaison. Elle est de $\sim 95\%$ pour 4 voies alors qu'elle n'est plus que de 81,6% pour 8 voies.

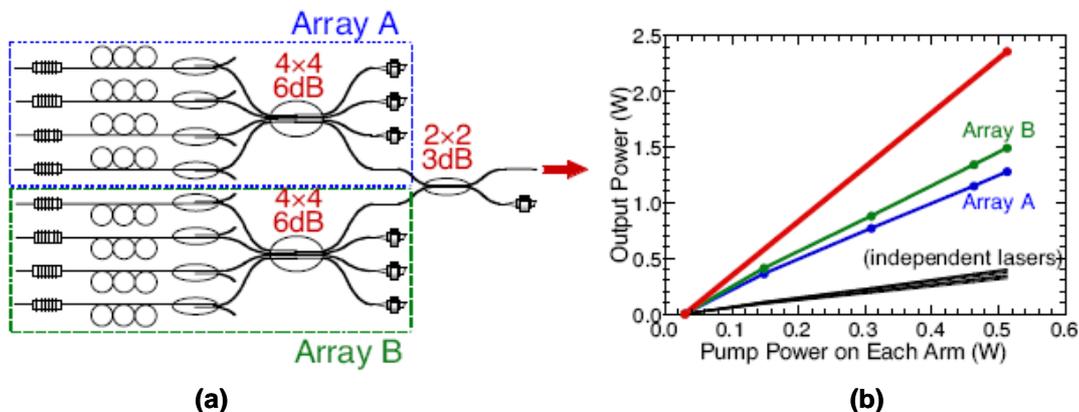


Figure I. 22 : Dispositif expérimental (a) et puissances obtenues (b) pour la combinaison de 8 lasers. [33]

En 2009, une puissance totale combinée de 50 W avec 92,8% d'efficacité par une configuration Michelson à 2 voies a été obtenue par Wang et al [34]. L'utilisation de fibres LMA monomodes leur a permis d'accroître leur efficacité de combinaison à forte puissance (au-dessus de 5 W) par rapport à une fibre standard.

Enfin, le régime impulsionnel a également été étudié par ces méthodes interférométriques. Le laboratoire Xlim [31] a ajouté un modulateur acousto-optique sur le bras commun de l'interféromètre pour faire fonctionner le système en mode déclenché. Les auteurs ont démontré la combinaison de 2 voies avec une efficacité de 98% pour une puissance moyenne de 1,1 W. La cadence de répétition est de 64 kHz pour une énergie par impulsion de 17 μ J. Le même laboratoire a également réussi à

fonctionner en blocage de mode par l'ajout, non plus d'un modulateur acousto-optique, mais d'un miroir à absorption saturable SESAM (SEmiconductor Saturable Absorber Mirror). Ils obtiennent, pour un système à 2 voies, une efficacité de combinaison de 95% pour une puissance moyenne de 94 mW. Cependant, la modulation spectrale due à l'architecture interférométrique semble dégrader le verrouillage en phase des modes longitudinaux et provoque l'apparition d'impulsions parasites de faible amplitude entre les impulsions principales. On peut donc se poser la question de l'efficacité de ce système à un plus grand nombre de voies.

Ce type de dispositif permet donc de coupler de façon très efficace plusieurs lasers fibrés tout en conservant une bonne la qualité de faisceau. Son intérêt principal repose sur la simplicité de son architecture qui ne nécessite aucun contrôle externe. Ceci contribue à la simplicité de sa mise en œuvre mais limite aussi ses fonctionnalités. Même si le couplage d'un grand nombre de lasers semble à première vue envisageable, celui-ci est limité pour deux raisons.

D'une part, la voie de sortie du laser est constituée d'une des voies d'un coupleur fibré. La puissance de sortie est donc limitée par la puissance que peut véhiculer une fibre unique. Ce système n'augmente donc pas la puissance totale disponible pour les lasers à fibre. Pour y remédier, certains laboratoires proposent des configurations où les coupleurs sont remplacés par des miroirs partiellement réfléchissant ou des lames à faces parallèles traitées pour des coefficients de réflexion donnés. L'équipe de Bruesselbach du Hughes Research Laboratory a montré ainsi le couplage de deux voies de 100 W avec une architecture arborescente pouvant contenir jusqu'à 10 voies [35]. Malgré tout, ce dispositif est également limité par la présence d'une voie commune à tous les faisceaux et un coupleur de sortie qui doit supporter toute la puissance, même si les coupleurs non fibrés peuvent supporter une puissance plus importante.

D'autre part, des études ont montré que le nombre de lasers que l'on peut combiner par cette méthode est limité [36]. Plus le nombre de lasers augmente, plus l'efficacité de combinaison diminue. C'est pourquoi Shirakawa et al. ont observé une diminution d'efficacité entre 4 et 8 lasers couplés. En effet, le système oscille sur les fréquences communes à toutes les cavités. Chaque laser additionnel diminue le nombre de fréquences et donc de modes communs. Une fois la limite du mode unique atteint, l'ajout de laser ne se traduit que par une baisse d'efficacité. En pratique, ce type de dispositif est de ce fait limité à la combinaison d'une dizaine de voies.

2.4.3 Configuration multi pupillaire

2.4.3.1 Couplage par ondes évanescentes

Le principe de la combinaison par couplage par ondes évanescentes consiste à combiner N faisceaux en les disposant suffisamment près les uns des autres pour qu'ils échangent des photons par le biais d'ondes évanescentes. Déjà envisagée pour combiner plusieurs diodes laser, cette technique n'est facilement réalisable que pour des lasers dont le milieu actif est contenu dans un guide d'onde. Les N milieux actifs peuvent ainsi être placés à quelques microns les uns des autres, suffisamment proches pour que le couplage par ondes évanescentes ait lieu.

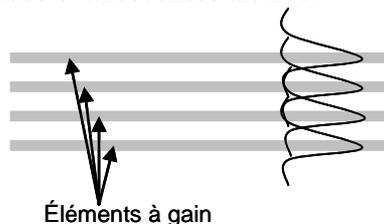


Figure I. 23 : Principe du couplage par ondes évanescentes

Les fibres dopées microstructurées multi-cœurs sont de très bonnes candidates. Ces fibres sont constituées d'un large cœur guidant la pompe optique, dans lequel sont répartis plusieurs cœurs dopés, en général monomodes pour le signal. La structure peut amplifier et guider par le gain laser des modes spatiaux recouvrant l'ensemble des cœurs : on les appelle supermodes. Chaque supermode correspond à un déphasage particulier entre deux cœurs adjacents. Lorsque ce déphasage vaut π , le supermode est dit en opposition de phase. Au contraire, quand il vaut 0 tous les cœurs sont en phase, le supermode est dit en phase. La Figure I. 24 présente la section d'une fibre microstructurées à 6 cœurs ainsi que trois des supermodes pouvant s'y propager.

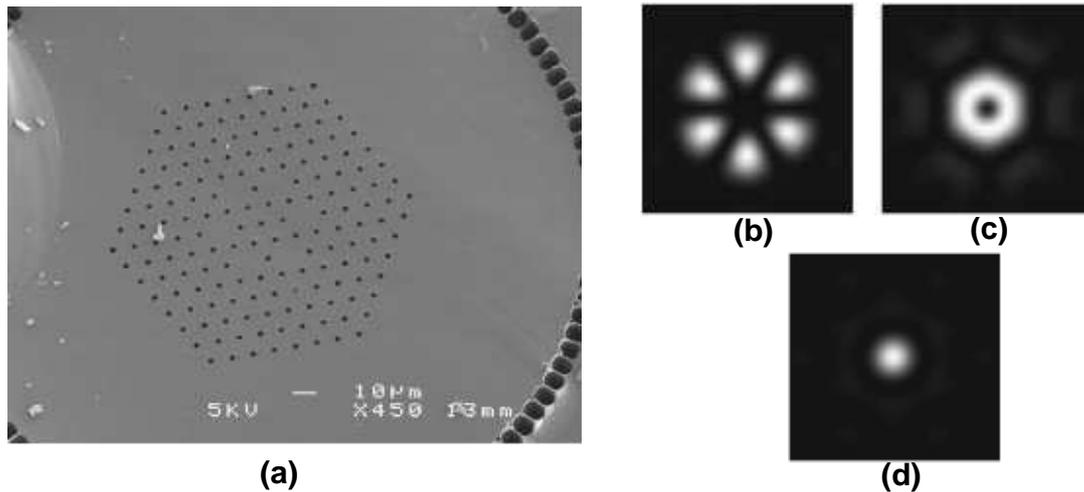


Figure I. 24 : Section d'une fibre à cristaux photoniques à 6 cœurs (a) et profils d'intensité calculés en champ lointain : supermode en opposition de phase (b), supermode intermédiaire (c) et supermode en phase (d). [37]

En configuration laser, le supermode qui s'établit dans la cavité est celui qui présente les pertes les plus faibles. Le verrouillage des phases relatives des différents cœurs est déterminé par le gain. On peut cependant aider le verrouillage de phase pour que le système émette un supermode particulier. En général, on souhaite favoriser l'émission du supermode en phase, mode qui présente la plus forte densité spatiale de puissance.

En cavité laser, le moyen de sélection du supermode le plus utilisé est l'effet Talbot qui permet, si la position du miroir de cavité est bien choisie, d'auto-imager la structure multi-cœurs de la cavité.

Wrage et al. font la première démonstration expérimentale de mise en phase d'une fibre à 18 cœurs par effet Talbot [38]. Des défauts géométriques dans la structure des cœurs de la fibre occasionnent la coexistence de plusieurs supermodes malgré le filtrage par effet Talbot. L'ajout d'un miroir structuré permet d'obtenir la sélection du supermode en phase de manière stable.

Dans une fibre à saut d'indice à 7 cœurs dopés Nd et disposés en structure hexagonale autour d'un cœur central, l'équipe de Photonics Corporation a montré un laser verrouillé en phase délivrant 80% de sa puissance suivant l'axe central avec un rendement de pompe de 65% [39]. Dans une fibre à cristaux photoniques à cœurs dopés Yb, Qinetiq montre également un laser émettant 80% de sa puissance dans une enveloppe gaussienne avec le même rendement [37]. La divergence de ce laser est de 34 mrad c'est-à-dire 1,2 fois plus grande que la limite théorique du supermode en phase.

L'augmentation de la puissance passe par l'augmentation du nombre de cœurs. L'université d'Arizona a réalisée ainsi une fibre à 37 cœurs légèrement multimode [40]. Néanmoins, grâce à une cavité Talbot entièrement fibrée, ils arrivent à sélectionner essentiellement le supermode en phase.

La combinaison par ondes évanescentes peut également être réalisée en régime impulsionnel. Qinetiq a réalisé un laser déclenché avec une fibre à 6 cœurs [41]. Le supermode en phase est sélectionné, non pas par effet Talbot, mais par filtrage spatial intra-cavité en champ lointain. En effet, seul le supermode en phase a un maximum d'intensité sur l'axe qui ne réduit que de peu l'efficacité. Ils obtiennent ainsi un laser impulsionnel de 2,2 mJ par impulsion avec une cadence de répétition de 10 kHz, 22 W moyen et une puissance crête de 90 kW. La durée d'impulsion de 26 ns est limitée par l'apparition de dommage aux facettes. Le faisceau a une divergence de 9 mrad.

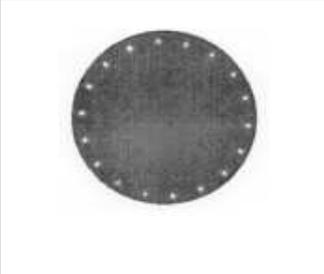
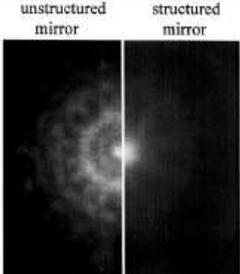
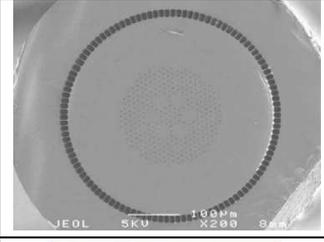
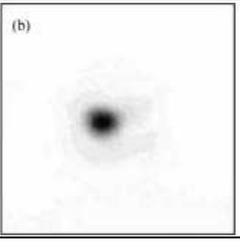
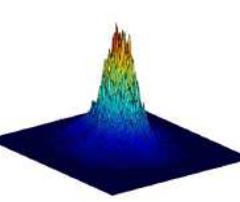
Equipe	Fibre	Supermode obtenu	Remarques
Max-Born Institut [38]			18 cœurs Dopage Nd Apport du miroir structuré
Université d'Arizona [40]			37 cœurs Co-dopage er-Yb
Qinetiq [41]			6 cœurs Dopage Yb Laser impulsionnel
Photonics Corporation [42]			19 cœurs Dopage Yb Configuration MOPA

Tableau I. 2 : Tableau récapitulatif des principaux résultats obtenus pour la génération de supermode dans les fibres multi-coeurs

Il est important de noter que ces fibres multi-cœurs peuvent être utilisées également en amplificateur, la sélection du supermode s'opère alors via l'injection d'un mode gaussien fondamental. Le supermode en phase a alors la meilleure intégrale de recouvrement avec ce mode injecté, c'est donc lui qui est favorisé et amplifié. Photonics Corporation a ainsi réalisé un amplificateur avec une fibre à 19 cœurs dopés Yb [42]. Le supermode en phase a une très bonne qualité de faisceau avec un M^2 de 1,5. En utilisant un laser d'injection déclenché, ils obtiennent une énergie par impulsion de 0,65 mJ à 5 kHz de fréquence de répétition.

L'amplification dans les fibres dopées microstructurées multi-cœurs présente l'avantage de distribuer la puissance du signal sur les différents cœurs et ainsi de réduire les effets thermomécaniques. Elle permet, de plus, d'augmenter la surface dopée et donc la puissance du laser tout en élargissant la surface effective du mode, et donc de repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires. La sélection du supermode en phase permet d'obtenir un faisceau de bonne qualité spatiale que ce soit en régime continu ou déclenché. Toutefois, à forte puissance, les problèmes de dommages aux facettes, notamment aux facettes air/silice, subsistent.

De plus, ces fibres ne sont pas standards et relèvent d'un processus de fabrication complexe. La qualité du supermode dépend en grande partie de la précision de fabrication et de la qualité des cœurs. Il est difficile de corriger ces défauts a posteriori.

Enfin, ces fibres sont très sensibles aux courbures et la robustesse de ces systèmes à des facteurs externes reste encore à démontrer.

Remarque : Il n'y a pas que l'effet Talbot qui permet la sélection du supermode. De manière générale, toutes les cavités auto-imageantes peuvent être utilisées [43]. On peut citer par exemple, les cavités à plan de Fourier qui permettent une sélection des fréquences spatiales qui se ré-imageront dans la cavité. De manière générale, ces cavités auto-imageantes peuvent combiner des faisceaux autres que ceux issus d'une fibre multi-cœur. Néanmoins, à forte puissance, il faut faire attention à la tenue au flux de l'élément réflecteur.

2.4.3.2 Combinaison par effet non linéaire

La diffusion Brillouin a la particularité de pouvoir réaliser la fonction de conjugaison de phase. Cette propriété peut être exploitée pour réaliser des miroirs à conjugaison de phase et ainsi remettre en phase plusieurs faisceaux. La Figure I. 25 décrit une des implémentations possibles. En général, une fibre multimode est utilisée comme miroir à conjugaison de phase [44].

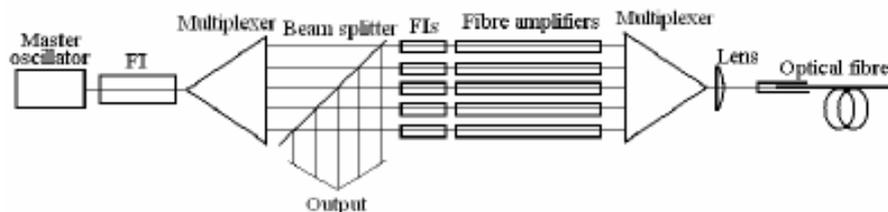


Figure I. 25 : Schéma de principe de la combinaison par effet Brillouin dans une fibre. [44]

L'un des paramètres clés est la puissance seuil à partir de laquelle la conjugaison de phase est possible. C'est pourquoi ces systèmes sont le plus souvent utilisés pour des lasers impulsifs qui délivrent des puissances crête importantes.

La combinaison par conjugaison de phase par effet Brillouin n'a été utilisée qu'avec un nombre très restreint de fibres. De plus, cela nécessite la propagation de tous les faisceaux dans une seule fibre. Même si elle est multimode et a donc une surface effective plus importante qu'une fibre standard monomode, ce dispositif risque d'être limité quand même aux fortes puissances notamment à cause des dommages à l'interface air-fibre.

Enfin, plus que la combinaison, ce sont les propriétés de nettoyage de faisceau qui sont les plus intéressantes et les plus étudiées. On citera simplement à titre d'exemple, les travaux réalisés à l'Onera sur la combinaison de deux amplificateurs dont un multimode [45]. La conjugaison de phase permet de privilégier le mode fondamental.

2.4.3.3 Auto-organisation par réinjection

L'objectif des systèmes fonctionnant par réinjection est d'allier le principe d'auto-organisation des systèmes interférométriques tout en utilisant une configuration multi pupillaire répartissant la puissance sur une plus grande surface. La sélection du mode de cavité peut se faire, soit par injection mutuelle entre les différentes voies, soit par filtrage spatial en champ lointain.

La combinaison par injection mutuelle consiste à injecter une partie de la puissance de chacune des voies dans les voies voisines. On a ainsi des sous-cavités couplées entre elles. Comme pour les techniques interférométriques, les différentes voies oscillent sur les modes communs à chacune des cavités ce qui entraîne le verrouillage de phase. L'université de Changsa a ainsi proposé une architecture entièrement fibrée de combinaison de 4 lasers d'environ 30 mW [46]. L'injection mutuelle s'effectue via une boucle de réinjection unidirectionnelle. Les quatre lasers oscillent après injection mutuelle à la même longueur d'onde. Il en résulte une puissance totale combinée de 109 mW avec un excellent contraste et une efficacité de combinaison proche de 90%.

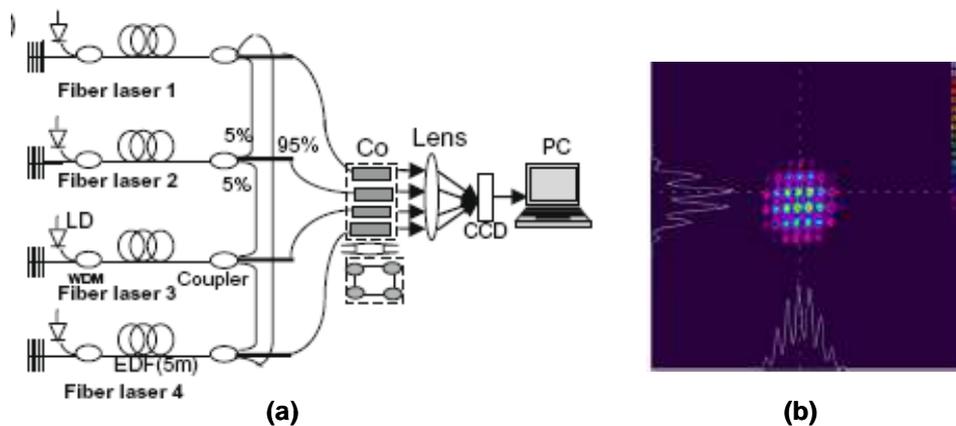


Figure I. 26 : Dispositif de combinaison par injection mutuelle (a) et champ lointain obtenu (b). [46]

La réinjection peut également se faire en champ lointain par une fibre de collection qui effectue un filtrage spatial, ne sélectionnant que le lobe central de la figure d'interférence, et qui est réinjecté dans les cavités. Le système s'auto-organise pour minimiser ses pertes. On maximise ainsi l'énergie contenue dans le lobe central ce qui entraîne la mise en phase des différentes voies entre elles. C'est la solution proposée par le laboratoire XLIM de Limoges en 2007 [47]. La combinaison de 4 voies de faible puissance a été réalisée. Une mise en phase stable a été obtenue avec un contraste de franges de 94% et une fluctuation de la puissance du lobe central de $\pm 1,5\%$. Les auteurs montrent également la possibilité de dévier le faisceau combiné en déplaçant la fibre de collection. Enfin, ils envisagent de faire fonctionner ce système en mode déclenché par l'ajout d'un absorbant saturable ou d'un modulateur dans le bras commun des cavités, à savoir la fibre de réinjection.

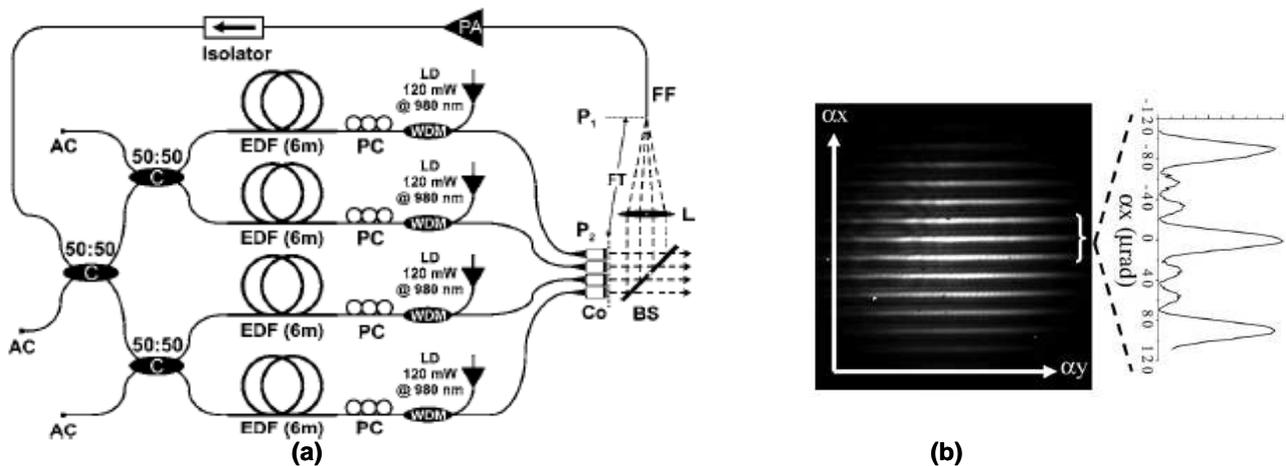


Figure I. 27: Dispositif de réinjection par filtrage spatial (a) et champ lointain obtenu (b). [47]

Le record en nombre de voies combinées, par ce type de technique, est détenu par Northrop Grumman [48] avec la combinaison de 16 voies de 5 W chacune. Néanmoins, à partir de 10 voies, la qualité de faisceau se dégrade ce qui correspond à une baisse d'efficacité de combinaison. Enfin, cette même équipe associée à Aculich Corporation a obtenu le record en termes de puissance combinée. Quatre lasers Yb ont été mis en phase pour une puissance totale supérieure à 700 W. Le rapport de Strehl¹ n'est pas maximal à cause notamment de problèmes thermiques. Les auteurs estiment qu'à forte puissance dans les amplificateurs, cette technique sera limitée par des effets de mélange à quatre ondes.

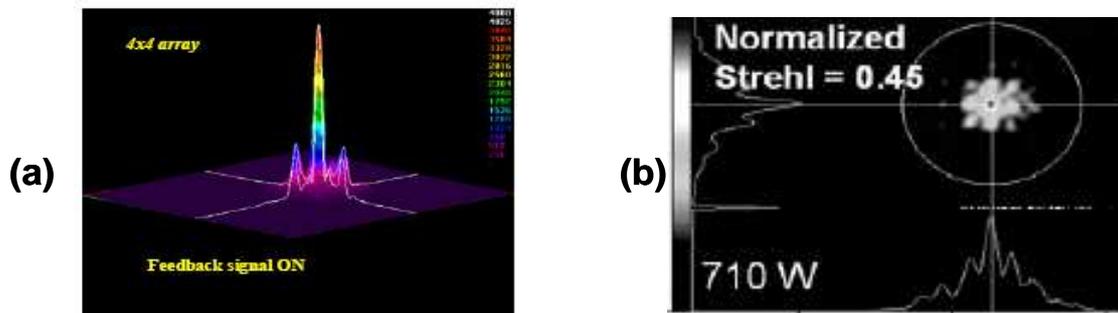


Figure I. 28 : Champ lointain obtenu par combinaison cohérente passive (a) matrice de 4x4 voies et (b) record en puissance combinée. [48]

Les techniques de réinjection ont l'avantage de la simplicité du montage car aucun contrôle de phase n'est nécessaire. Elles allient combinaison cohérente passive par auto organisation et sortie multi pupillaire empêchant qu'un élément du système ne subisse toute la puissance. En particulier, la technique de réinjection par filtrage spatial offre l'avantage d'une structure MOPA et la possibilité de faire de la déviation de faisceau. Néanmoins ces techniques, comme toutes les techniques interférométriques, sont limitées en nombre de voies. En effet, l'efficacité de combinaison diminue avec le nombre de voies à cause de la raréfaction des modes communs à toutes les cavités laser.

¹ Le rapport de Strehl est un critère classiquement utilisé dans la littérature pour juger l'efficacité de la combinaison cohérente. Il sera présenté et étudié plus en détail lors du Chapitre II.

3 COMBINAISON COHERENTE PAR CONTROLE ACTIF DE PHASE

Les techniques de combinaison par contrôle actif de la phase sont généralement des techniques multi pupillaires (Figure I. 29). Les sorties des N faisceaux élémentaires sont disposées côte à côte. Ils sont donc séparés spatialement en champ proche et se superposent uniquement en champ lointain. On y obtient une figure d'interférence qui dépend des relations de phase entre les différentes voies. Ainsi pour que la combinaison soit maximale, il faut que les interférences soient constructives, c'est-à-dire que les N voies soient en phase les unes par rapport aux autres. L'agencement géométrique, à 1 ou 2 dimensions, des pupilles de sorties influence également sur la répartition spatiale d'intensité en champ lointain.

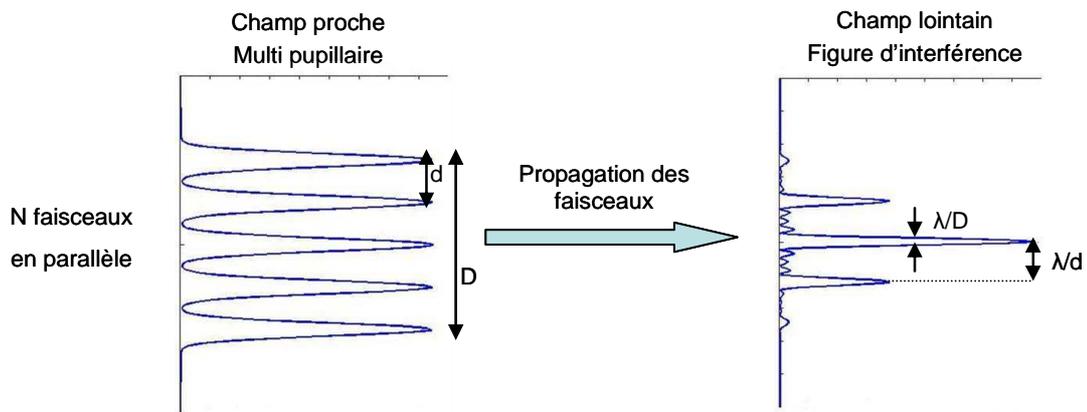


Figure I. 29 : Configuration multi pupillaire

3.1 PRINCIPE

Pour faire de la combinaison cohérente, le système doit répondre à plusieurs critères. Tout d'abord les N faisceaux doivent avoir une référence de phase commune ainsi que la même longueur d'onde et la même polarisation. C'est pourquoi, la plupart des expériences de combinaison cohérente utilise une architecture MOPA dans laquelle un oscillateur maître, de faible puissance, alimente N voies d'amplification en parallèle dont les sorties sont disposées côte à côte. L'utilisation d'un injecteur unique, commun à toutes les voies, garantit la longueur d'onde et la référence de phase commune. Enfin, la contrainte de polarisation est généralement remplie en utilisant des composants à maintien de polarisation ou des contrôleurs de polarisation sur chacune des voies.

Sans contrôle de la phase de chaque voie, les phases relatives des amplificateurs fluctuent dans le temps, occasionnant une figure d'interférence instable, dont le profil et la position varient considérablement. On assure ce contrôle en ajoutant les modulateurs de phase placés en amont des amplificateurs. Pilotés par une boucle de contre-réaction, ils induisent sur chaque voie un déphasage qui compense celui induit par les perturbations environnementales et les amplificateurs placés sur cette voie. Le déphasage relatif entre les voies est alors de 0 modulo 2π . Les N voies mises en phase interfèrent de façon constructive, une grande partie de l'énergie est, en champ lointain, concentrée dans le lobe central de la figure d'interférence dont la position reste stable. On estime la qualité de la mise en phase en mesurant la différence de phase résiduelle entre les voies.

Un schéma de principe de la combinaison cohérente par contrôle actif de phase est donné en Figure I. 30. En général, les voies sont mises en phase par rapport à une référence qui peut, ou non, participer à la combinaison.

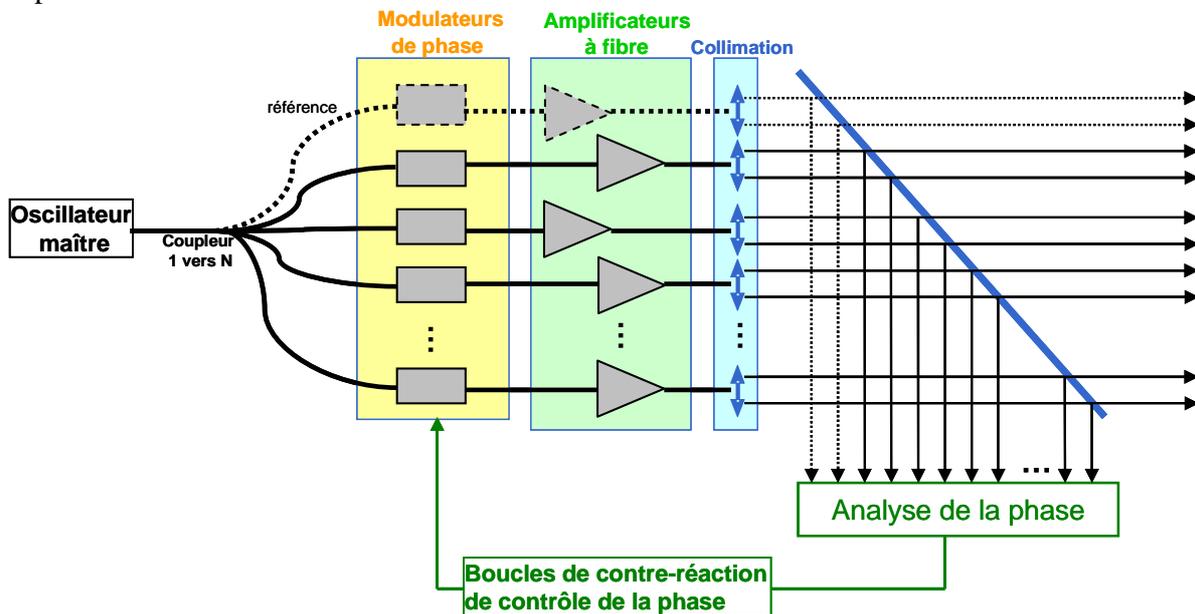


Figure I. 30 : Principe de la combinaison cohérente par contrôle actif de la phase

Les études des fluctuations de phase relative, conduites par exemple au MIT Lincoln Laboratory [49], permettent de donner une idée du dimensionnement nécessaire de l'asservissement. A l'aide d'un montage interférométrique, comportant un amplificateur Yb de 1 W ou 10W, cette équipe a caractérisé le spectre des fluctuations de phase dues à l'amplificateur. Les composantes fréquentielles principales vont jusqu'à quelques kHz. Elles sont dues essentiellement aux variations thermiques, aux vibrations mécaniques causées entre autre par les ventilateurs qui refroidissent l'amplificateur et aux perturbations acoustiques. Pour compenser ces fluctuations de phase, l'asservissement doit avoir une bande passante de plusieurs kHz. Cependant, en régime transitoire, lors de la chauffe de l'amplificateur, les auteurs montrent qu'alors, les fluctuations de phase peuvent atteindre la centaine de kHz. La bande passante de l'asservissement doit donc en être d'autant augmentée si l'on veut également mettre en phase lors du régime transitoire.

La mesure des déphasages entre les voies laser nécessite de pouvoir identifier le signal issu de chacune d'elle. Il existe différentes façons de procéder à l'analyse des déphasages présents sur chacune des voies. On peut les regrouper en quatre familles différentes :

- Mesure du déphasage lorsque les voies sont encore séparées spatialement, c'est-à-dire en champ proche. Cette méthode, appelée « marquage optique » se fait par détection hétérodyne.
- Maximisation de l'intensité reçue par un détecteur placé en champ lointain par l'utilisation d'un algorithme itératif de diffusion d'erreurs.
- Marquage fréquentiel avec une fréquence de modulation propre à chacune des voies. La démodulation du signal d'interférence permet de remonter au déphasage issu de cette voie.
- Techniques d'analyse collective de la phase.

3.2 PRINCIPALES TECHNIQUES ET RESULTATS

3.2.1 Technique par marquage optique

Cette méthode consiste à mesurer le déphasage entre chaque faisceau et un faisceau de référence qui est généralement un faisceau supplémentaire issu de l'oscillateur maître et qui ne participe pas à la figure d'interférence en champ lointain. L'oscillateur maître est donc séparé en N voies dont seulement $N-1$ sont amplifiées et combinées (Figure I. 31). On prélève une partie du faisceau global en champ proche, de manière à ce que les faisceaux de chaque voie soient encore séparés spatialement. Cette matrice de faisceaux interfère avec le front d'onde de référence, décalé en fréquence, en général par un modulateur acousto-optique. A l'aide de $N-1$ détecteurs placés en regard de chacune des voies, il est possible d'analyser le signal d'interférence par détection hétérodyne et ainsi remonter au déphasage de chacune des voies par rapport à la voie de référence.

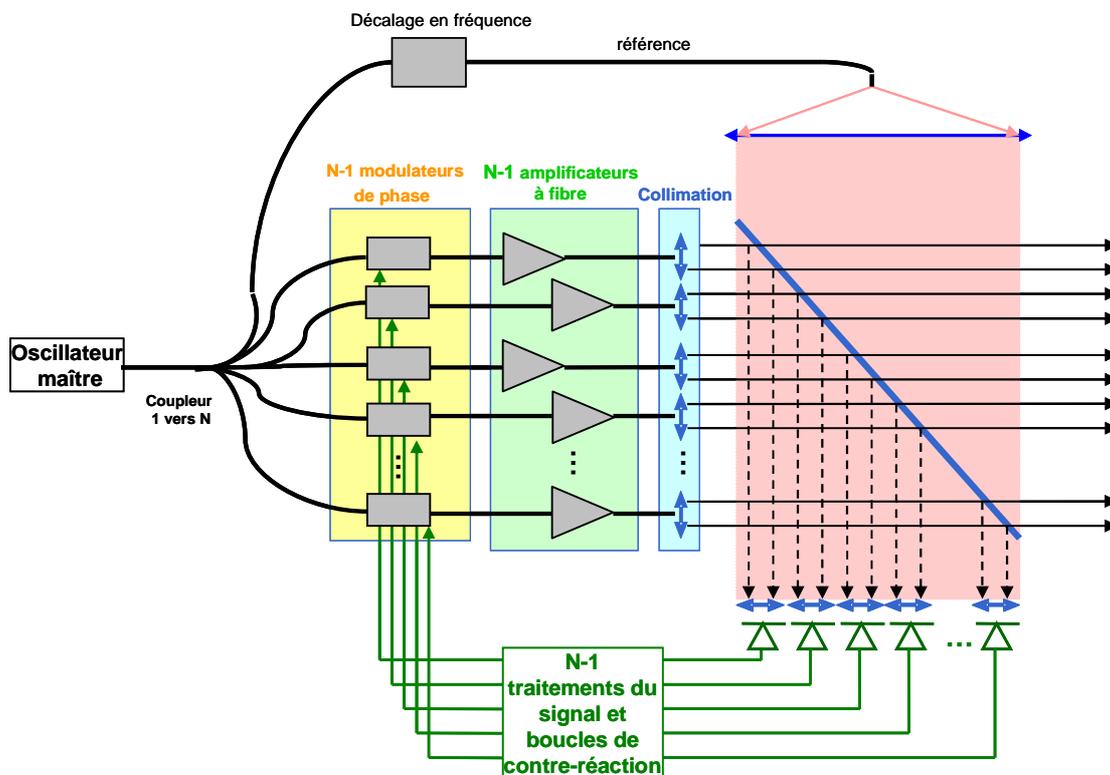


Figure I. 31 : Principe de la combinaison cohérente par marquage optique

Cette technique a été mise en oeuvre pour la première fois dans une configuration fibrée par l'université de Wien [50] dans le but de réaliser une antenne pour les communications en espace libre. Les auteurs combinent 3 fibres passives disposées aux sommets d'un triangle équilatéral. La référence est décalée de 40 MHz par un acousto-optique. Le contrôle de la phase s'effectue par étirement des fibres à l'aide de cales piézo-électriques. La boucle d'asservissement réussit à corriger les déphasages entre les voies et l'erreur de phase résiduelle est alors limitée par le bruit électrique de la chaîne de détection. On constate une baisse de 1% du rapport de Strehl par rapport à la valeur théorique attendue.

Toujours en passif, le record du nombre de fibres combinées est détenu par le MIT Lincoln Laboratory [51] avec la mise en phase de 48 fibres passives disposées dans une matrice 2D 8x8 dont il manque les quatre coins pour approcher un faisceau circulaire. Une caméra CCD visualise les 48 figures d'interférence en champ proche et un traitement du signal adapté permet de remonter à la phase à partir de chaque interférogramme. Lorsque toutes les voies sont en phase, les figures d'interférence

sont alignées. Les auteurs ont obtenu un rapport de Strehl de 83% ainsi qu'une différence de phase résiduelle de $\lambda/30$.

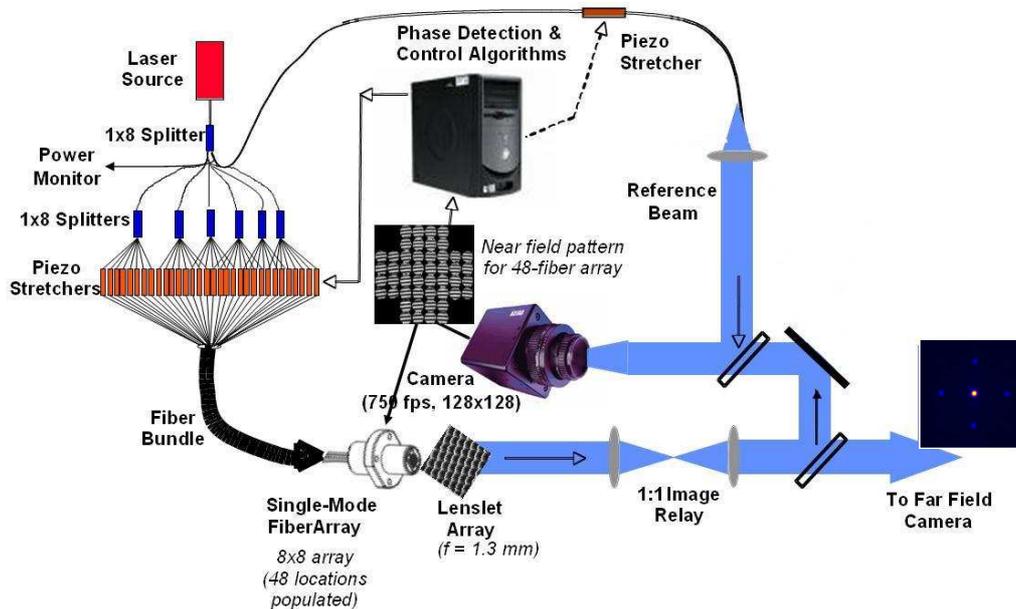


Figure I. 32 : Dispositif de combinaison cohérente de 48 fibres passives par marquage optique ainsi que les champs proche et lointain obtenus. [51]

Il est à noter que, dans le cas de fibres passives, les fluctuations de phase sont plus lentes. En effet, tous les déphasages rapides liés à l'échauffement des fibres dans les amplificateurs ou aux vibrations dues aux systèmes de refroidissement sont absents. La bande passante de l'asservissement peut être réduite. Dans l'expérience du MIT, la bande passante du système est limitée par la fréquence d'acquisition de la caméra qui est de 750 images par seconde. La bande passante est inférieure au kHz, elle serait donc insuffisante pour mettre en phase des amplificateurs. Pour cela, il faudrait une caméra avec une fréquence d'acquisition d'au moins 10 000 images par seconde.

La première expérience avec des amplificateurs a été réalisée par une autre équipe de MIT [49]. La combinaison de deux amplificateurs dopés Yb de 10 W chacun donne un contraste de frange supérieur à 90%. Par ailleurs, environ 50% de la puissance totale est contenue dans le lobe central, grâce à un taux de remplissage de la pupille élevé de 30%.

En France, cette technique a été étudiée par Thales Research and Technology [52]. Quatre amplificateurs à fibre dopée Er-Yb de 1 W chacun ont été combinés. La différence de phase résiduelle mesurée par leur système d'asservissement est de $\lambda/100$ et le rapport de Strehl de 49%. En théorie, selon leur configuration, celui-ci devrait être de 52%. Les auteurs justifient cet écart essentiellement par des défauts d'alignement des fibres.

Le record de puissance en configuration fibrée par marquage optique revient à l'équipe de Northrop Grumman [53] qui a mis en phase quatre amplificateurs Yb pour une puissance totale de 470 W. Plusieurs étages d'amplification sont nécessaires pour obtenir 118 W en sortie de chaque voie. Cette même équipe a publié en 2008 [54] la combinaison de 5 faisceaux disposés en ligne comme indiqué sur la Figure I. 33. La mise en phase des 5 faisceaux d'environ 30 mW chacun se fait classiquement par analyse des interférences entre la matrice de faisceaux et la voie de référence sur une matrice de 5 détecteurs. L'originalité tient à l'utilisation d'un élément d'optique diffractive (DOE) servant de recombineur en champ lointain. En effet, la configuration multi pupillaire a pour

conséquence la présence de lobes secondaires dans la figure d'interférence en champ lointain. Ces lobes comportent une partie de la puissance laser. L'utilisation d'un élément diffractif permet de superposer au final les lobes secondaires avec le lobe principal.

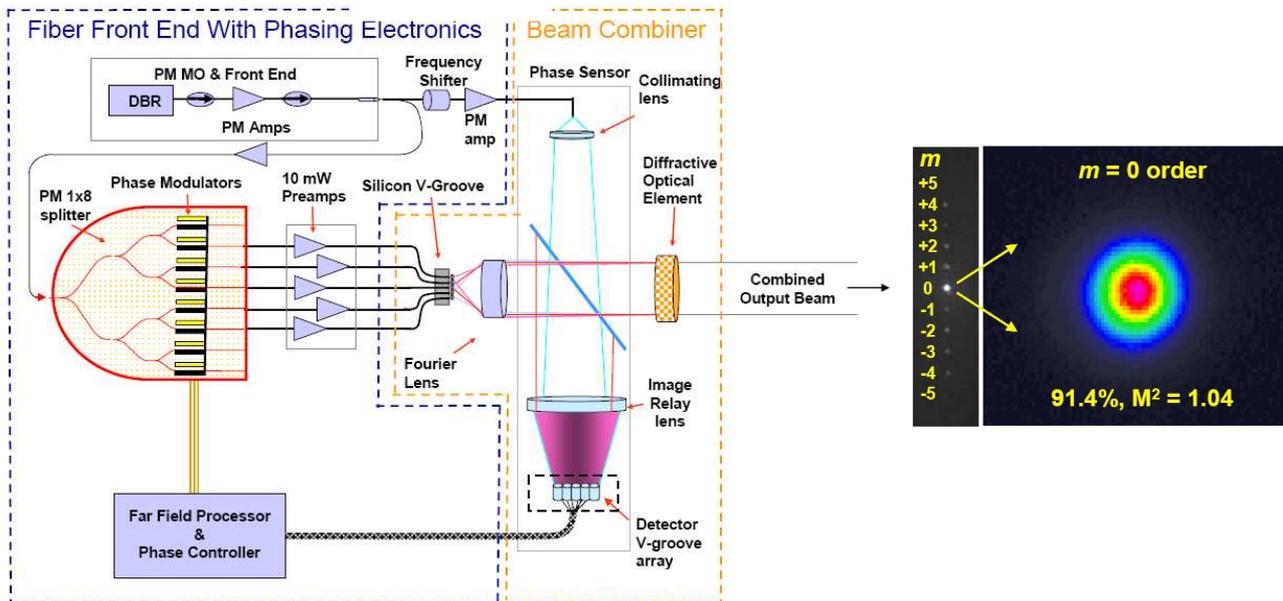


Figure I. 33 : Architecture de la combinaison cohérente de 5 amplificateurs utilisant un élément diffractif et champ lointain obtenu. [54]

Les auteurs obtiennent ainsi une puissance de 109 mW recombinaison dans le lobe central, sur les 119 mW disponibles, soit 91% d'efficacité, les 9% restant étant réparti sur les 10 premiers ordres les plus proches. L'efficacité théorique estimée est de 96%, l'écart obtenu est dû aux défauts du DOE et de l'alignement de la matrice de fibres. Par ailleurs, le DOE agit comme un filtre spatial et le faisceau recombinaison est quasiment gaussien avec un M^2 de 1,04. Bien sûr, comme dans les configurations mono pupillaires, ce composant doit supporter toute la puissance optique ce qui en fait un élément très sensible du montage. Cependant, sa tenue au flux de 20 kW/cm² est bonne. Les auteurs envisagent l'utilisation de DOE en réflexion pour la combinaison de faisceaux de forte puissance, ainsi que de DOE matriciels 2D pour augmenter le nombre de faisceaux pouvant être recombinaison.

Enfin, il faut signaler le record de puissance combinée établi en 2009 par Northrop Grumman [55]. En utilisant l'architecture de la Figure I. 34, la combinaison de sept chaînes d'amplification de 15 kW chacune a permis d'obtenir une puissance record pour un laser solide de 105,5 kW. Il est important de noter que seule la pré amplification, jusqu'à 200W, se fait en configuration fibrée. Les derniers étages sont une chaîne de quatre amplificateurs à plaques Nd :YAG. En plus de la boucle d'asservissement à 4 kHz de mise en phase, chaque voie de 15 kW est corrigée de ses propres aberrations en sortie par optique adaptative à 6 Hz. Les pupilles de sortie sont rectangulaires pour densifier la pupille en champ proche et augmenter la fraction de puissance contenue dans le lobe central de la figure d'interférence.

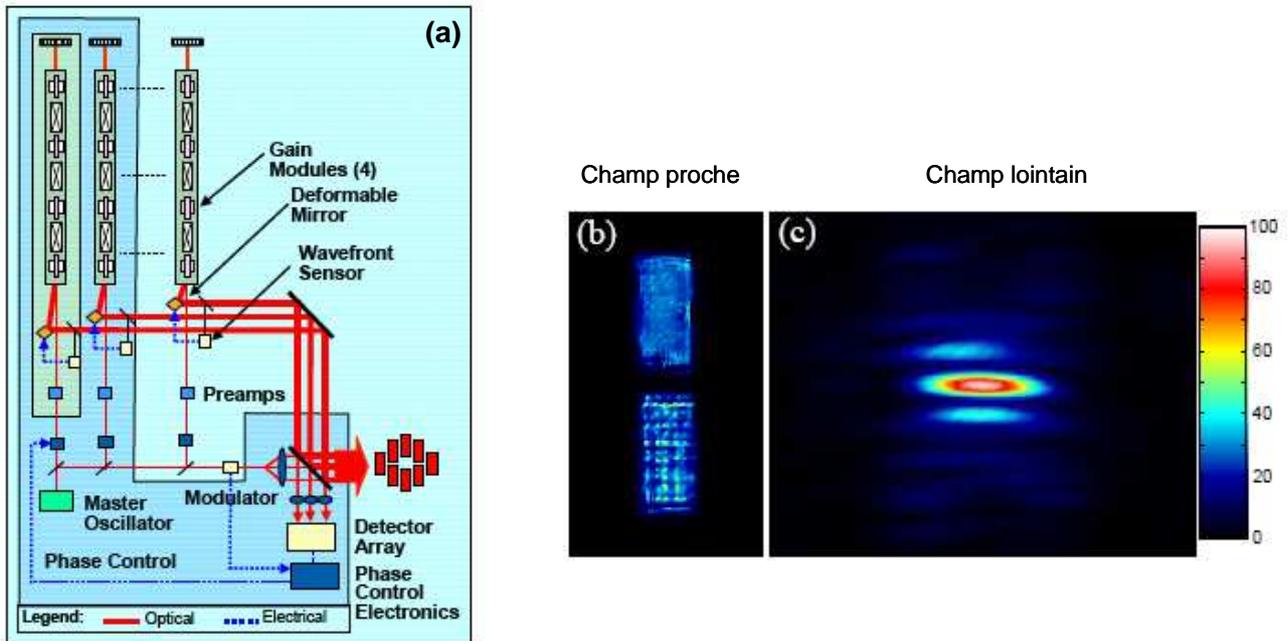


Figure I. 34 : Architecture du dispositif de combinaison cohérente de lasers à plaques (a). Champ proche (b) et champ lointain (c) obtenus lors de la combinaison de deux faisceaux soit 19 kW de puissance totale. [55][56]

La technique de marquage optique a permis de nombreuses réalisations de combinaison cohérente de faisceaux. Cependant, elle semble plus délicate à mettre en œuvre pour un grand nombre de faisceaux puisqu'elle nécessite un détecteur par voie. Il est alors difficile de rendre compatible la séparation spatiale des faisceaux nécessaire à la mesure par les $N-1$ interféromètres avec un taux de remplissage de la pupille élevé nécessaire pour maximiser l'efficacité de combinaison. De plus, l'analyse de la phase ne peut se faire qu'en champ proche, lorsque les faisceaux sont encore séparés spatialement, ce qui limite les applications potentielles de cette technique telles que la pré-compensation de la turbulence atmosphérique comme nous le verrons au paragraphe 3.3.2.

Equipe	Caractéristiques principales	Champ proche	Champ lointain	Principaux résultats	Remarques
Université de Wien [50]	<ul style="list-style-type: none"> • $\lambda=1,06\mu\text{m}$ • 3 émetteurs passifs au sommet d'un triangle équilatéral • Décalage en fréquence de 40 MHz par un acousto optique • Contrôle de la phase via des étireurs piézo-électriques • Bande passante : 2 kHz 			<ul style="list-style-type: none"> • Erreur de phase résiduelle limitée par le bruit électronique • Diminution de 1% du rapport de Strehl 	Première démonstration expérimentale de combinaison cohérente par contrôle actif de phase par marquage optique
MIT Lincoln Lab (équipe Yu, Kansky) [51]	<ul style="list-style-type: none"> • $\lambda=785\text{ nm}$ • 48 émetteurs passifs en matrice 2D • Décalage en fréquence par étireur piézo-électrique • Contrôle de la phase via des piézo-électriques • Bande passante limitée (caméra à 750 images par seconde) 			<ul style="list-style-type: none"> • Erreur de phase résiduelle $=\lambda/30$ • $\text{Strehl}= 83\%$ (diminution de 17%) 	Record en nombre de fibres combinées
MIT Lincoln Lab (équipe Augst, Fan) [49][22]	<ul style="list-style-type: none"> • $\lambda=1,083\mu\text{m}$ • 2 amplificateurs 10W avec un taux de remplissage de la pupille de $\sim 30\%$ • Décalage en fréquence de 100 MHz et contrôle de la phase par acousto-optique 			<ul style="list-style-type: none"> • 50% de puissance dans le lobe principal • Contraste des franges : 90% 	
Northrop Grumman [53][54]	<ul style="list-style-type: none"> • $\lambda=1\mu\text{m}$ • 4 amplificateurs de classe 100W pour 470 W total • Décalage en fréquence par un acousto-optique • Contrôle de la phase via modulateurs de phase électro-optiques LiNbO_3 • Bande passante : 10 kHz 			<ul style="list-style-type: none"> • Erreur de phase résiduelle $=\lambda/30$ • 63% de puissance dans le lobe principal 	Record en puissance par marquage optique. Démonstration à faible puissance de l'utilisation d'un DOE comme combineur de faisceau : 91% d'efficacité et $M^2=1,04$
Thales Research and Technology [52]	<ul style="list-style-type: none"> • $\lambda=1,5\mu\text{m}$ • 4 amplificateurs de 1W (taux de remplissage = 21%) • Décalage en fréquence de 80 MHz par des acousto-optiques • Contrôle de la phase via modulateurs de phase électro-optiques LiNbO_3 • Bande passante : 2 kHz 			<ul style="list-style-type: none"> • Erreur de phase résiduelle $=\lambda/100$ • $\text{Strehl}= 49\%$ • 24% de puissance dans le lobe principal 	

Tableau I. 3 : Tableau récapitulatif des résultats de combinaison cohérente par contrôle actif de la phase par marquage optique.

3.2.2 Technique de diffusion itérative d'erreurs

Au contraire de la méthode par marquage optique, la méthode de diffusion itérative d'erreurs n'a besoin que d'un seul détecteur. Celui-ci, placé lorsque les faisceaux se superposent, est diaphragmé pour ne collecter qu'une fraction du lobe central. L'asservissement procède à la maximisation de l'intensité reçue, ce qui revient à mettre en phase les différentes voies entre elles et ainsi stabiliser la figure d'interférence. Ce processus itératif se base sur le principe de la diffusion d'erreur (« multi-dither » en anglais). A chaque itération, les modulateurs de phase sont écartés de leur position précédente de manière à déformer le front d'onde. L'algorithme calcule la dérivée du signal d'erreur afin de maximiser l'intensité reçue par le détecteur. Pour atteindre la convergence, c'est-à-dire obtenir l'intensité maximale, le processus a besoin d'un certain nombre d'itérations qui dépend du nombre de voies considérées et de l'amplitude de l'erreur ajoutée sur les modulateurs de phase pour déformer le front d'onde. Si cette erreur est faible, l'erreur de phase résiduelle, une fois la convergence atteinte, sera moindre mais la convergence sera plus longue à obtenir. En outre, le nombre d'itérations dépend également de la puissance de l'algorithme choisi. En général, il est basé sur le principe de descente par gradient stochastique parallèle (SPGD). Cette technique itérative est issue de l'optique adaptative, utilisée notamment pour compenser la turbulence atmosphérique, mais qui peut être aussi utilisée pour combiner de manière cohérente des sources laser.

L'équipe du MIT Lincoln Laboratory a procédé à la combinaison de 48 fibres passives dans la même configuration pupillaire qu'au paragraphe précédent [51] (Figure I. 35). Ils obtiennent un rapport de Strehl de 69%, alors qu'il est de 83% par marquage optique. Les auteurs expliquent la différence par l'erreur de $1/30^{\text{ème}}$ d'onde appliquée continuellement sur les piézo-électriques qui est nécessaire au processus. De plus, la bande passante de l'algorithme de diffusion d'erreur est de 8 kHz. Sachant qu'il faut environ 100 cycles itératifs, la bande passante réelle du système doit faire quelques dizaines de Hz. Cette bande passante réduite contribue également à la diminution du rapport de Strehl. Il est important de rappeler que les fibres sont passives et que la bande passante serait insuffisante en présence d'amplificateurs.

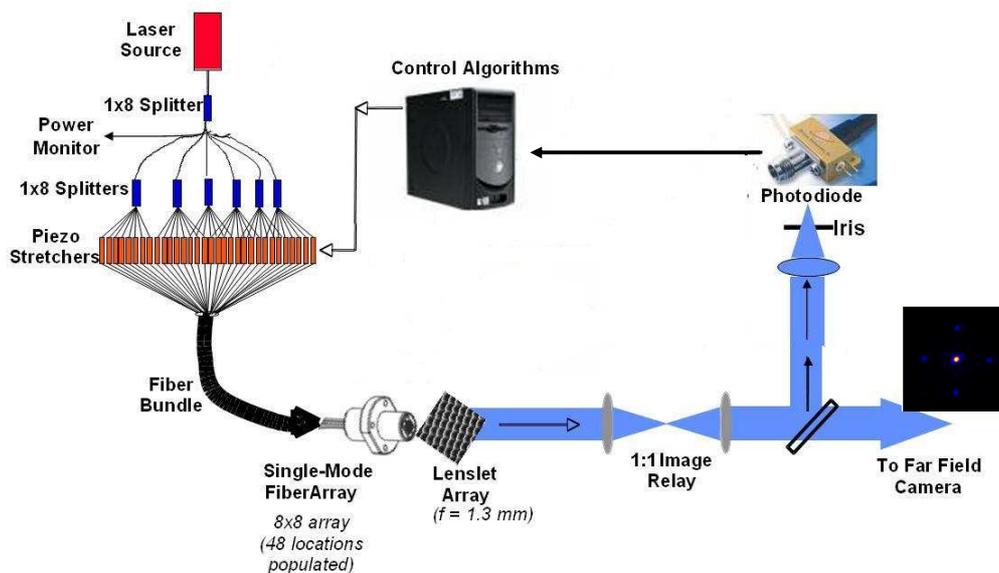


Figure I. 35 : Dispositif de combinaison cohérente par diffusion itérative d'erreurs de 48 fibres passives. [51]

Par ailleurs, l'ARL associée à l'université du Maryland, a combiné 7 fibres passives [57]. En plus de la boucle de correction des fluctuations de phase, c'est-à-dire de correction du piston, deux

autres boucles d'asservissement sont implémentées dans le système. Toutes utilisent l'algorithme itératif SPGD. L'une concerne les fluctuations de puissance et permet d'égaliser la puissance de sortie de chacune des voies. L'autre correspond à la compensation du tip-tilt. Nous verrons l'utilité de ce genre d'asservissement au paragraphe 3.3.2. Un algorithme SPGD rapide permet d'atteindre les 100 000 itérations par seconde pour une bande passante du système de 1 kHz. La puissance contenue dans le lobe principal est égale à 90% de la puissance théorique attendue.

La première démonstration de combinaison d'amplificateurs à fibre a été réalisée par l'université de Changsa [57][58]. Deux amplificateurs de 1 W chacun puis trois amplificateurs de 800 mW ont été combinés à l'aide de l'algorithme de SPGD. Ils obtiennent un contraste de franges d'interférence de 98% à 2 voies et de 85% à 3 voies. L'intensité obtenue au centre du lobe principal est de 89% et 87% par rapport à l'intensité théorique attendue. Le signal issu du détecteur correspondant au signal d'erreur est donné en Figure I. 36. En revanche, la différence de phase résiduelle n'a pas été mesurée.

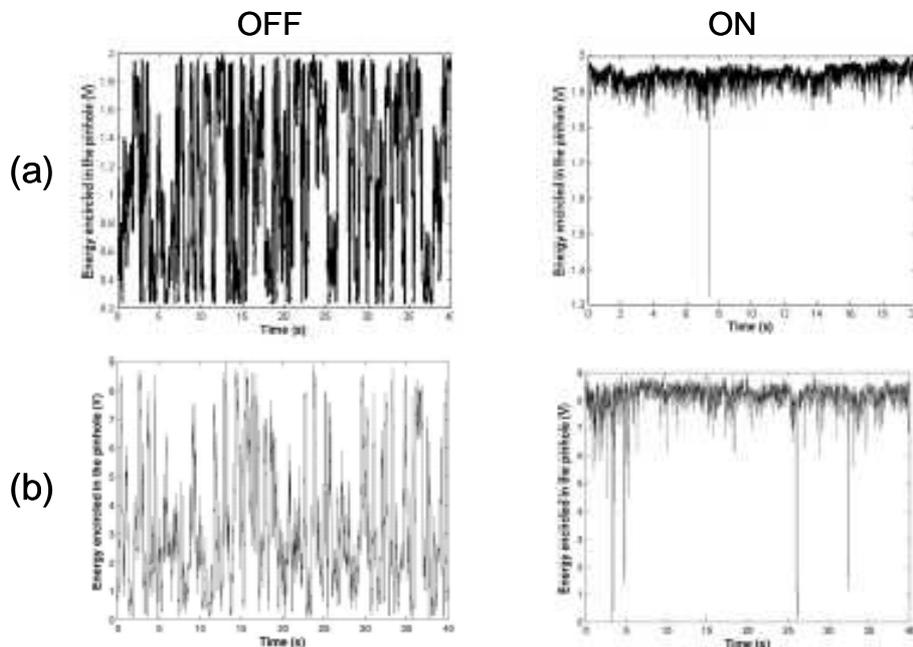


Figure I. 36 : Signal issu du détecteur à 2 (a) et 3 voies combinées (b). L'asservissement est éteint (OFF) puis allumé (ON). [58]

Bien que la cadence de rafraîchissement du système soit de 16,5 kHz, la bande passante réelle est de seulement 100 Hz à cause du nombre d'itérations nécessaires. Or les fluctuations de phase typiques dans les amplificateurs s'étendent jusqu'à quelques kilohertz. La bande passante du système semble donc trop faible pour pouvoir toutes les corriger. Seules les fluctuations de thermique à basses fréquences semblent pouvoir être compensées. Cela explique sans doute les importantes fluctuations résiduelles visibles sur le signal d'erreur. De plus, on notera que le dispositif expérimental à 3 voies ne compte que deux modulateurs de phase électro-optiques, c'est-à-dire que la voie de référence est non modulée et non corrigée. Cela permet d'augmenter légèrement la bande passante.

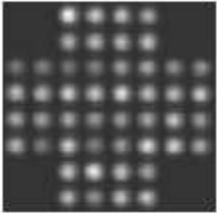
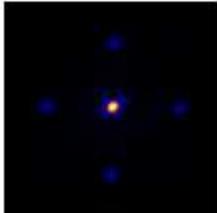
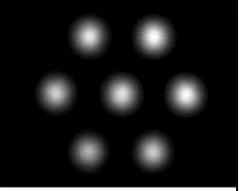
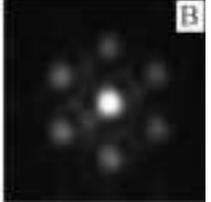
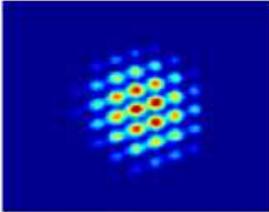
Equipe	Caractéristiques principales	Champ proche	Champ lointain	Principaux résultats	Remarques
MIT Lincoln Lab (équipe Yu, Kansky) [51]	<ul style="list-style-type: none"> • $\lambda=785$ nm • 48 émetteurs passifs en matrice 2D • Contrôle de la phase via des piézo-électriques • Nombre d'itérations : ~100 • Bande passante : quelques dizaines de Hz 			<ul style="list-style-type: none"> • Strehl= 69% 	Record en nombre de fibres combinées
US Army and University of Maryland [57]	<ul style="list-style-type: none"> • $\lambda=1,06$ μm • 7 voies passives • Contrôle de la phase via des électro-optiques LiNbO₃ • Nombre d'itérations (piston) : ~100 (100 000 par secondes) • Bande passante : ~1 kHz 			<ul style="list-style-type: none"> • Puissance continue dans le lobe central ~90% de la puissance attendue 	Correction du tip-tilt en vue de la compensation de la turbulence atmosphérique à laquelle s'ajoute une boucle de contrôle par SPGD sur la puissance en sortie des voies.
National University of Defense Technology, Changsa [58]	<ul style="list-style-type: none"> • $\lambda=1,08$ μm • 2 puis 3 amplificateur Yb d'environ 1W • Contrôle de la phase via des électro-optiques LiNbO₃ sur seulement 2 voies • Nombre d'itérations : ~25 (pour 3 voies) • Bande passante : ~100 Hz 			<ul style="list-style-type: none"> • Contraste des franges : 98% (2 voies) et 85% (3 voies) • Intensité moyenne 89% et 87% 	Première démonstration avec amplificateurs

Tableau I. 4 :Tableau récapitulatif des résultats de combinaison cohérente obtenus par diffusion itérative d'erreurs

A la différence de la technique par marquage optique, la technique itérative de diffusion d'erreurs est simple à réaliser optiquement puisqu'il suffit d'un seul détecteur placé lorsque les faisceaux se superposent c'est-à-dire en champ lointain. En revanche la complexité de cette méthode se trouve dans la mise en place de l'algorithme.

Par ailleurs, à cause du processus itératif, la bande passante est réduite du nombre de cycles nécessaires pour atteindre la convergence du système. De plus, puisqu'il faut tester plus de configurations de déformation du front d'onde, le nombre d'itérations augmente avec le nombre de voies à combiner. L'université de Changsa a estimé qu'il leur faut au moins 25 itérations pour 3 voies. Ce nombre croît à 80 pour 7 voies et 200 pour 19 voies. Ainsi la bande passante du système diminue quand le nombre de faisceaux à combiner augmente.

3.2.3 Technique de modulation fréquentielle

La technique de modulation fréquentielle ne nécessite, elle aussi, qu'un seul détecteur placé à l'endroit où les faisceaux se superposent. Les modulateurs de phase sont utilisés pour chaque voie à une fréquence de modulation qui leur est propre. La séparation spatiale des voies que l'on avait dans la technique de marquage optique se retrouve ici dans l'espace des fréquences électriques. Un traitement du signal, comprenant une démodulation synchrone adaptée à la fréquence de chaque voie, permet de remonter au signal d'erreur, signal que l'on cherche à minimiser.

Comme pour la diffusion itérative d'erreurs, cette technique est issue de l'optique adaptative. D'ailleurs, dans son article de synthèse, O'Meara appelle cette technique « diffusion d'erreurs avec des fréquences séparées de modulation sinusoïdale » (« multi-dithering with separate sinusoidal tagging frequencies ») [59]. La différence majeure vient du marquage fréquentiel qui permet d'accroître la bande passante du système.

Bien que spécialiste de la diffusion itérative d'erreurs, l'ARL associée à l'université du Maryland a également étudié cette technique. Les auteurs ont réalisé la combinaison de trois voies passives en combinant les voies dans un coupleur fibré [60] ou en espace libre [61]. Des perturbations de phase sont ajoutées dans le premier cas via des modulateurs de phase sur chacune des voies (en plus de ceux nécessaires à la correction des fluctuations de phase). Ils produisent des fluctuations de phase sinusoïdales à fréquences connues. Cela permet de mesurer la bande passante du système. Les auteurs obtiennent une bande passante supérieure à 100 kHz, montrant ainsi l'intérêt, en termes de bande passante, du marquage fréquentiel.

L'équipe du Hughes Research Laboratory (HRL) a combiné, en 2005, 7 amplificateurs de 1 W [62]. L'originalité de leur technique repose sur le fait qu'aucun modulateur de phase externe n'a été ajouté au montage. Le contrôle de la phase s'effectue par la modulation de la puissance de pompage des amplificateurs. Chaque diode de pompe est modulée à une fréquence propre, aux environs de 20 kHz, qui permet de marquer chacune des voies. La variation de la puissance de pompe induit une variation de l'indice optique provoquant une variation du chemin optique. Elle permet ainsi de modifier le déphasage de chaque voie. 25% de la puissance totale a été combinée dans le lobe central et l'intensité moyenne mesurée est cinq fois supérieure au cas incohérent. En théorie, on devrait obtenir une puissance sept fois supérieure par rapport au cas incohérent. Les auteurs expliquent cette différence par des défauts de polarisation entre les voies et l'erreur de phase résiduelle.

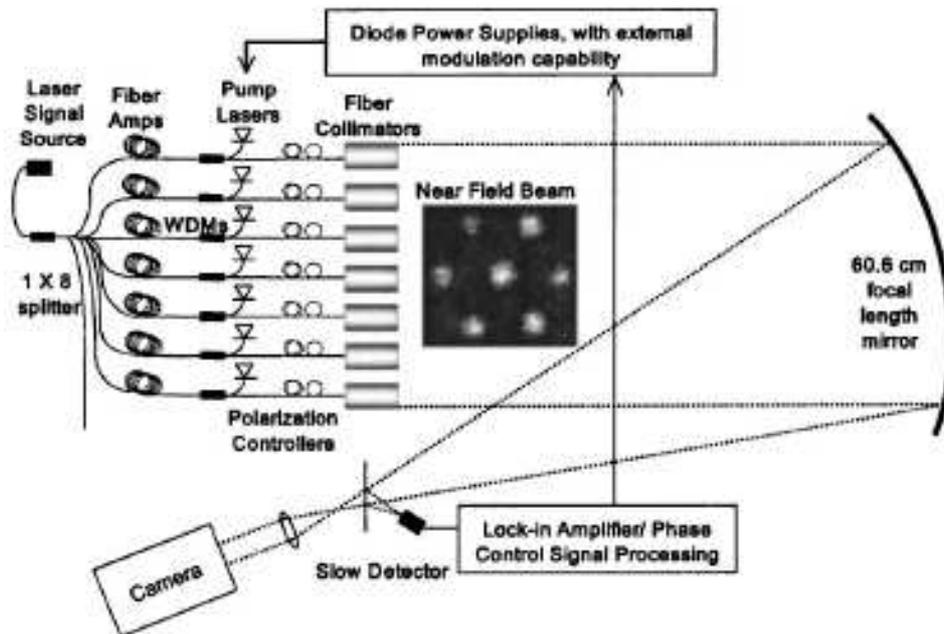


Figure I. 37 : Dispositif expérimental de combinaison cohérente par modulation de la puissance de pompage. [62]

Le contrôle de la phase par modulation de la puissance de pompe est rendu possible par la relation entre le gain et l'indice de réfraction du cœur. Les auteurs ont mesuré une variation de phase de 2π par Ampère de puissance de pompe, sachant que les amplificateurs ont une puissance de 1 W et qu'une variation de 0,5 A entraîne une variation d'environ 10% de la puissance de sortie. Néanmoins, le temps de réponse dépend du temps de fluorescence de l'état excité de l'ion Yb^{3+} , ce qui limite la variation de phase induite à $4\pi/\text{ms}$.

L'équipe de l'Air Force Research Laboratory (AFRL) a aussi développé ces techniques de modulation fréquentielle sous la dénomination de LOCSET (Locking of Optical Coherence by Single-detector Electronic Tagging). Ils utilisent des modulateurs électro-optiques, qui corrigent les fluctuations de phase et marquent en fréquence chacune des voies par une modulation propre. Les fréquences de modulation sont comprises entre 100 MHz et 146 MHz séparées chacune par environ 6 MHz. Lorsque toutes les voies sont modulées on retrouve la technique décrite précédemment, sous la dénomination AFRL : self-synchronous LOCSET. En revanche, Shay et al. proposent une configuration originale, appelée self-referenced LOCSET, où une voie sert de référence et n'est pas modulée même si elle participe à la combinaison en champ lointain [63]. Après détection et traitement du signal à chacune des fréquences de modulation, on obtient un signal d'erreur qui est fonction des sinus des déphasages entre les voies prises deux à deux. En annulant ce signal, on parvient à mettre en phase chacune des voies avec la référence.

L'AFRL a combiné par cette technique jusqu'à 9 voies, disposées en matrice 3x3, avec la voie centrale non modulée servant de référence [64]. Cette technique permet également de très peu dégrader la différence de phase résiduelle quand le nombre de voies combinées augmente. Compte tenu des fréquences de modulation d'une centaine de MHz, la bande passante est très élevée, ce qui permet de mettre en phase aussi bien des fibres passives que des amplificateurs.

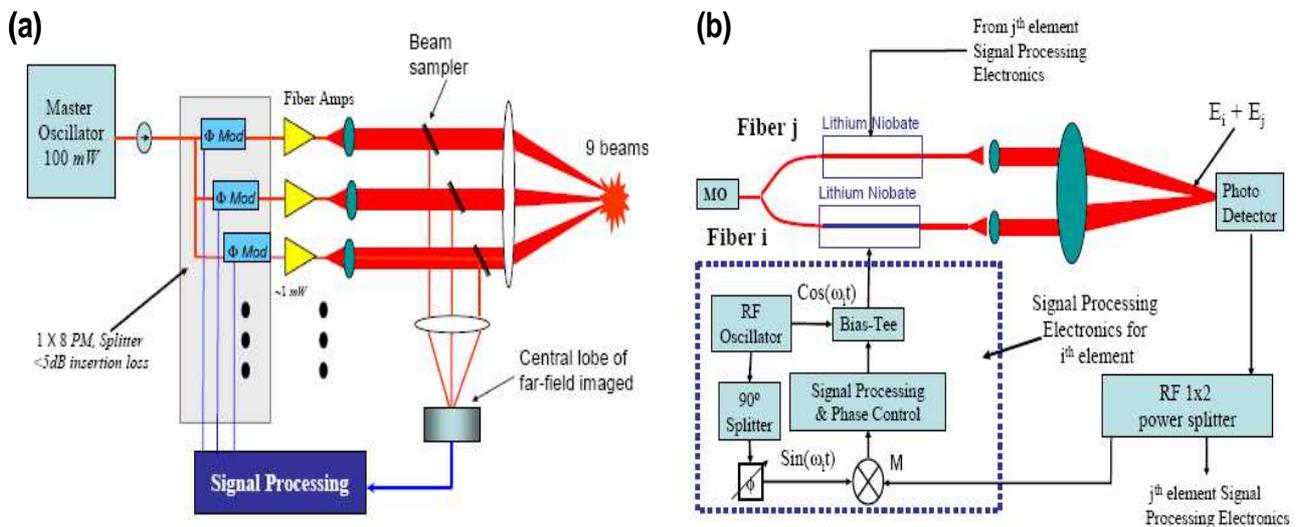


Figure I. 38 : Dispositif expérimental de combinaison cohérente par marquage fréquentiel (a) et traitement du signal associé (b). [64]

Cette équipe détient ainsi le record de puissance combinée par combinaison cohérente par contrôle actif de phase, toutes techniques confondues [65]. La mise en phase de cinq amplificateurs de 145 W chacun a été réalisée, soit une puissance totale de 725 W avec une erreur de phase résiduelle de $\lambda/60$. A terme, l'équipe envisage de combiner 16 amplificateurs pour une puissance totale de 2 kW.

Les techniques de modulation fréquentielle ont l'avantage d'être simples à réaliser optiquement puisqu'elles ne nécessitent qu'un seul détecteur. De plus, la bande passante du système n'est plus limitée par un processus itératif comme pour la diffusion d'erreurs. En effet, la modulation fréquentielle propre à chaque voie permet de paralléliser les traitements des signaux, rendant possible l'utilisation de toute la bande passante. Par ailleurs, en particulier dans le cas d'une référence interne non modulée, la démodulation synchrone permet d'obtenir directement le déphasage entre les voies. Cependant, la difficulté réside dans la gestion des fréquences de modulation, puisqu'il faut éviter leur recouvrement, ainsi que dans la mise en œuvre d'un grand nombre de systèmes d'asservissement. Enfin, la sur-modulation a pour conséquence un élargissement spectral de la source. En contrepartie, elle induit une robustesse accrue de la mise en phase et une différence de phase résiduelle stable quand le nombre de sources augmente.

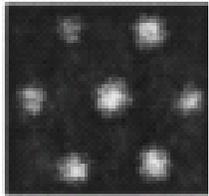
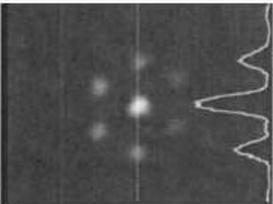
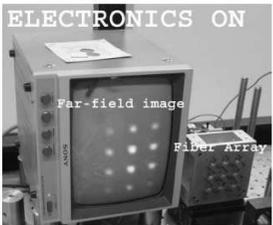
Equipe	Caractéristiques principales	Champ proche	Champ lointain	Principaux résultats	Remarques
US Army and University of Maryland [60][61]	<ul style="list-style-type: none"> • $\lambda=1,06 \mu\text{m}$ ou $1,5 \mu\text{m}$ • 3 voies passives : recombinaison dans un coupleur fibré [60] ou en espace libre [61] • Contrôle de la phase via des électro-optiques LiNbO_3 • Fréquences de modulation : entre 40MHz et 90 MHz • Bande passante : $>100 \text{ kHz}$ 			<ul style="list-style-type: none"> • Recombinaison fibre: 90% de la puissance attendue 	
Hughes Research Laboratory (HRL) [62]	<ul style="list-style-type: none"> • $\lambda=1,5 \mu\text{m}$ • 7 amplificateurs de 1 W en matrice hexagonale (taux de remplissage 25%) • Fréquences de modulation aux alentours de 20 kHz • Contrôle de la phase via la modulation du courant de pompe • Bande passante : $<1 \text{ kHz}$ (limitée par les détections synchrones) 			<ul style="list-style-type: none"> • Puissance contenue dans le lobe central $\sim 25\%$ 	Technique originale de contrôle de la phase
Air Force Research Lab (AFRL) [64][65]	<ul style="list-style-type: none"> • $\lambda=1 \mu\text{m}$ • Expérience en passif et actif à 9 voies. Expérience 5 amplificateurs de $145\text{W}=725\text{W}$ • Fréquence de modulation entre 100 et 146 MHz séparées de $\sim 6 \text{ MHz}$ • Contrôle de la phase via des électro-optiques LiNbO_3 		<p>9 voies passives</p> 	<ul style="list-style-type: none"> • Erreur de phase résiduelle : $\lambda/60$ (configuration $5 \times 145\text{W}=725\text{W}$) 	Technique originale de référence interne non modulée Record de puissance combinée toutes techniques confondues de contrôle actif de la phase

Tableau I. 5 : Tableau récapitulatif des résultats de combinaison cohérente obtenus par marquage fréquentiel

3.2.4 Autres techniques de combinaison par contrôle actif de phase

Des études ont été menées pour trouver des techniques d'analyse collective de la phase, sans avoir recours à N détecteurs ou N fréquences de modulation. De ce fait, elles sont proches de la diffusion d'erreur par processus itératif sans pour autant nécessiter une modulation de chacune des voies pour provoquer la déformation du front d'onde.

Dans sa thèse, S. Demoustier propose les méthodes de diversité de phase ou d'interférométrie à décalage quadri-latéral [66].

La diversité de phase, méthode essentiellement développée pour l'astronomie [67], permet d'estimer la phase à partir de deux images, l'une prise au plan focal, l'autre défocalisée d'une distance connue, et d'un traitement algorithmique itératif. Cette méthode a obtenu de très bons résultats en simulation avec une précision d'estimation de la phase excellente. En revanche, comme c'est un processus itératif, le temps de calcul augmente avec le nombre de fibres. La cadence est limitée à quelques Hertz ce qui est insuffisant pour combiner des amplificateurs à fibre. Cette méthode n'a jamais été mise en œuvre expérimentalement pour la combinaison.

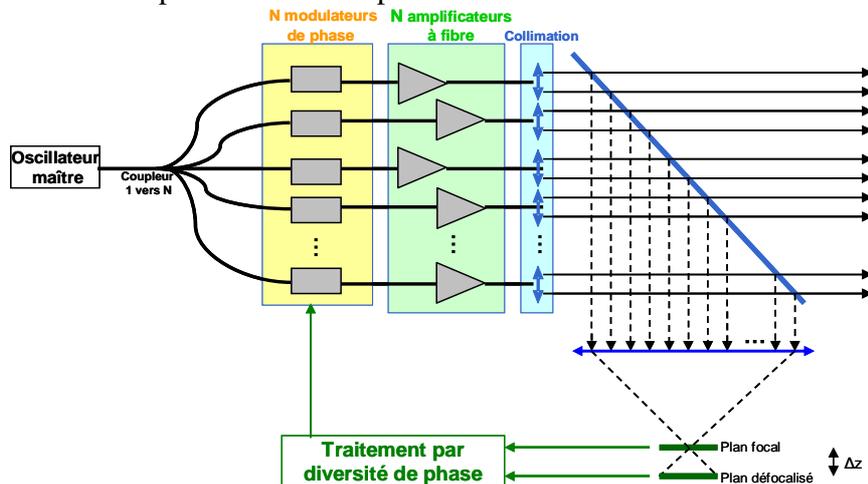


Figure I. 39 : Principe de la combinaison cohérente par diversité de phase

L'interférométrie à décalage quadri-latéral permet la mesure de front d'onde par interférence du front d'onde avec lui-même. Cette technique peut être utilisée pour la mesure du déphasage entre les différentes voies à combiner. Les résultats de simulation montrent que l'on parvient à retrouver la phase des différentes voies avec une précision de $\lambda/40$ ($\lambda/20$ pour les fibres du bord). L'avantage de cette méthode est qu'elle est indépendante du nombre de fibres et que le processus n'est pas itératif puisqu'il existe une solution analytique. Cependant, le temps de traitement informatique est trop long. Les analyseurs de front d'onde par cette technique qui sont commercialisés par la société Phasics ont une fréquence d'analyse limitée à 10 Hz. Cela est trop peu pour faire de la combinaison cohérente et n'a d'ailleurs jamais été réalisé expérimentalement.

Ces méthodes d'analyse collective de la phase, bien que prometteuses, souffrent d'une faible bande passante liée à la nécessité de traiter des images entières. Cela les rend pour l'instant inapplicables pour faire de la combinaison cohérente surtout en présence d'amplificateurs laser. Il faudrait pour cela travailler sur les traitements afin qu'ils soient plus rapides et probablement les adapter au cas spécifique de la combinaison cohérente de faisceaux.

Enfin, nous mentionnerons une technique développée par Thales Research & Technology : la combinaison cohérente par holographie numérique [68]. Les erreurs de phases entre les différentes

voies sont compensées par conjugaison de phase et un élément actif d'holographie numérique. Il s'agit dans ce cas d'un SLM (Spatial Light Modulator). Une démonstration de principe a été menée avec la combinaison de trois fibres passives.

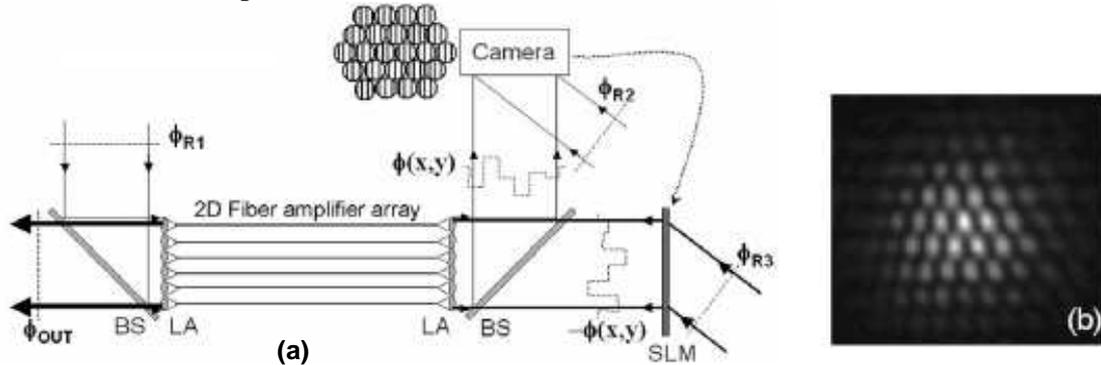


Figure I. 40 : Schéma de principe de combinaison cohérente par holographie numérique (a) et figure d'interférences obtenue (b). [68]

Une erreur de phase résiduelle de $\lambda/10$ a été obtenue. La principale limite vient de la bande passante limitée par la cadence d'acquisition de la caméra enregistrant les franges et le SLM. Cela est pour l'instant trop faible pour la combinaison d'amplificateurs.

3.3 AUTRES POSSIBILITES OFFERTES PAR LA COMBINASION COHERENTE MULTI PUPILLAIRE

Au-delà de la simple optimisation du champ lointain en mettant en phase les différentes voies, le contrôle actif de la phase permet d'imprimer une phase particulière à chacun des faisceaux et ainsi de déformer le front d'onde combiné. Cela peut servir pour d'autres applications comme la mise en forme de faisceau pour réaliser sa déviation ou encore la compensation de la turbulence atmosphérique.

3.3.1 Application à la déviation de faisceau

Le but est de décaler la position du lobe central de la figure d'interférence pour faire du pointage fin. On imprime alors sur les voies laser, non pas une différence de phase nulle entre les voies, mais une rampe de différences de phase. L'angle de déviation du faisceau dépend de la pente de la rampe. Pour les techniques dont le détecteur se situe là où les faisceaux se superposent, diffusion itérative d'erreurs ou modulation fréquentielle, la déviation de faisceau peut également s'effectuer en déplaçant le détecteur. Le système rétroagit afin que l'intensité soit maximale au niveau du détecteur. Cela permet de réaliser du suivi fin de cible.

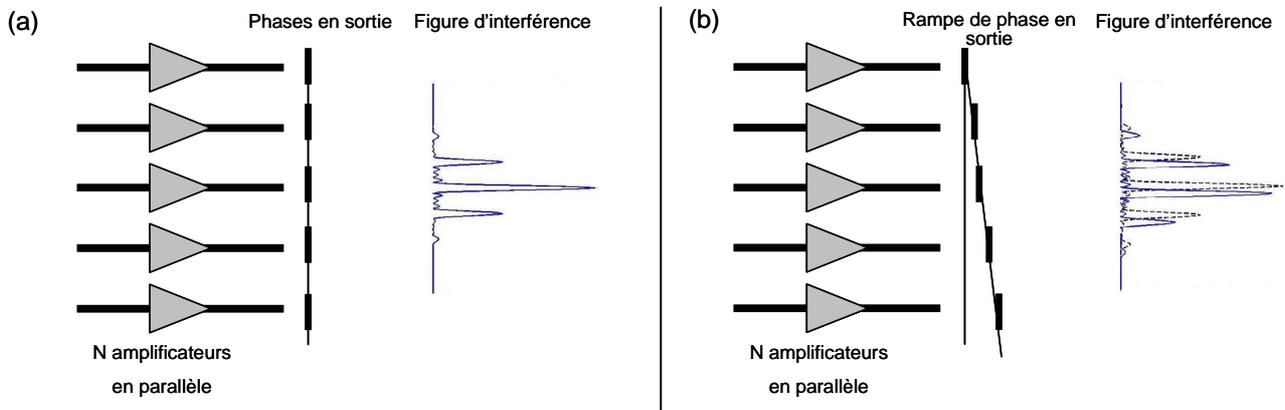


Figure I. 41 : Profils de phase à appliquer pour réaliser : la combinaison cohérente (a) et la déviation de faisceau (b)

A titre d'exemple, on peut citer l'université de Wien qui a réalisé la déviation sur 2,5 mrad de trois fibres passives combinées en appliquant une rampe de phase (ils font du marquage optique) [50]. Cette étude a été menée dans le but de réaliser du pointage fin pour des communications inter satellites.

L'équipe du HRL a également réalisé la déviation de 7 voies actives combinées par marquage fréquentiel en modulant la puissance de pompage des fibres [62]. Les auteurs obtiennent la déviation du faisceau sur $\pm 75 \mu\text{rad}$ (Figure I. 42).

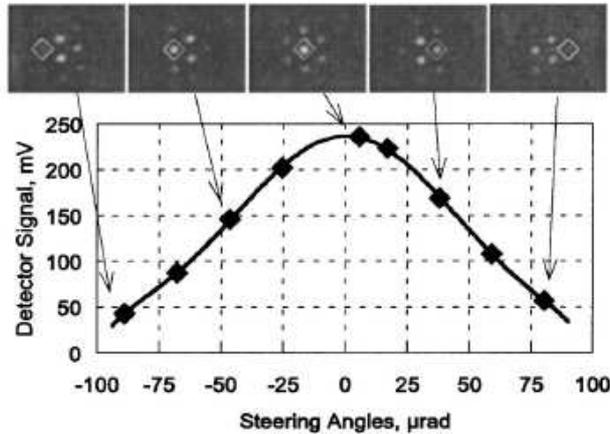


Figure I. 42 : Exemple de déviation de faisceau. [62]

Il est important de noter que l'angle de déviation est réduit et ne peut en aucun cas dépasser l'enveloppe de la figure d'interférence, c'est-à-dire que l'angle est limité à l'ouverture d'une fibre élémentaire après collimation. C'est pourquoi, la déviation de faisceau ne peut s'appliquer que pour faire du pointage ou du suivi fin.

3.3.2 Compensation de la turbulence atmosphérique

La turbulence atmosphérique provoque une déformation du front d'onde. Si l'on parvient à imprimer la déformation inverse sur le front d'onde en sortie de système, en plus de la correction des fluctuations de phase inhérentes au système, les deux déformations s'annulent. On obtient ainsi une différence de phase nulle et des interférences constructives en champ lointain (Figure I. 43). La pré-compensation peut évidemment s'effectuer à l'aide du même modulateur de phase que celui utilisé pour la correction des fluctuations de phase.

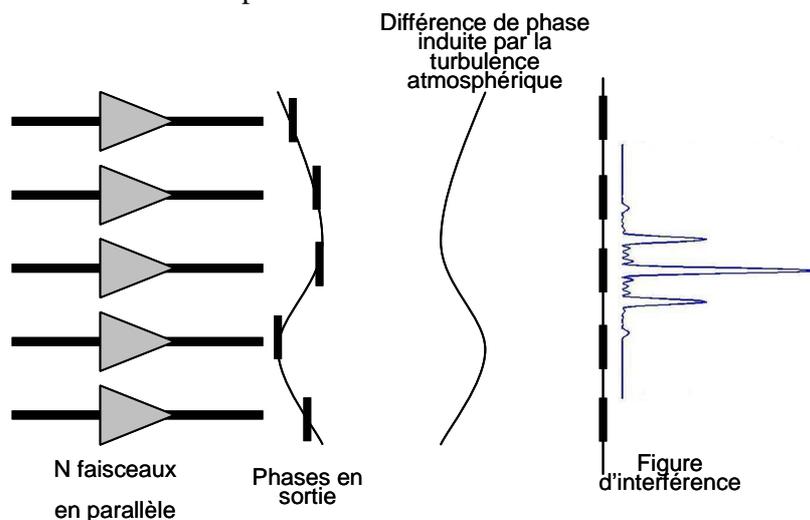


Figure I. 43 : Principe de la pré-compensation de la turbulence atmosphérique

Il est à noter que la mesure de déformation du front d'onde doit s'effectuer après propagation à travers la turbulence, les faisceaux sont alors superposés. La technique de marquage optique ne permet donc pas de le faire car elle nécessite de traiter des faisceaux séparés spatialement.

L'équipe du HRL a ajouté de la turbulence sur le trajet des faisceaux réalisant ainsi, en modulant la puissance de pompage, la pré-compensation de la turbulence en plus de la mise en phase [62].

Par diffusion itérative d'erreurs, Vorontsov et al. ont fait de nombreuses études sur la turbulence atmosphérique. Ils proposent d'ajouter, en plus de la correction du piston, une correction du tip-tilt permettant de corriger un ordre supérieur de la turbulence [57]. Elle s'effectue par micro déplacement radial des fibres de sortie sans bouger les optiques de collimation. Une boucle de contre-réaction basée également sur la diffusion itérative d'erreurs permet de contrôler leurs positions afin d'optimiser le champ lointain. En présence de turbulence, l'ajout de cette deuxième correction permet d'améliorer la qualité du champ lointain.

L'étude de la pré-compensation de la turbulence atmosphérique sera reprise de façon plus détaillée dans le Chapitre IV.

Le principe de combinaison cohérente peut également être utilisé pour mettre en phase les faisceaux, non pas à l'émission, mais à la réception d'un système de communication en espace libre. Afin de réduire la déformation du front d'onde due à la turbulence atmosphérique, le signal à la réception est décomposé en N voies qui sont remise en phase les une par rapport aux autres (Figure I. 44).

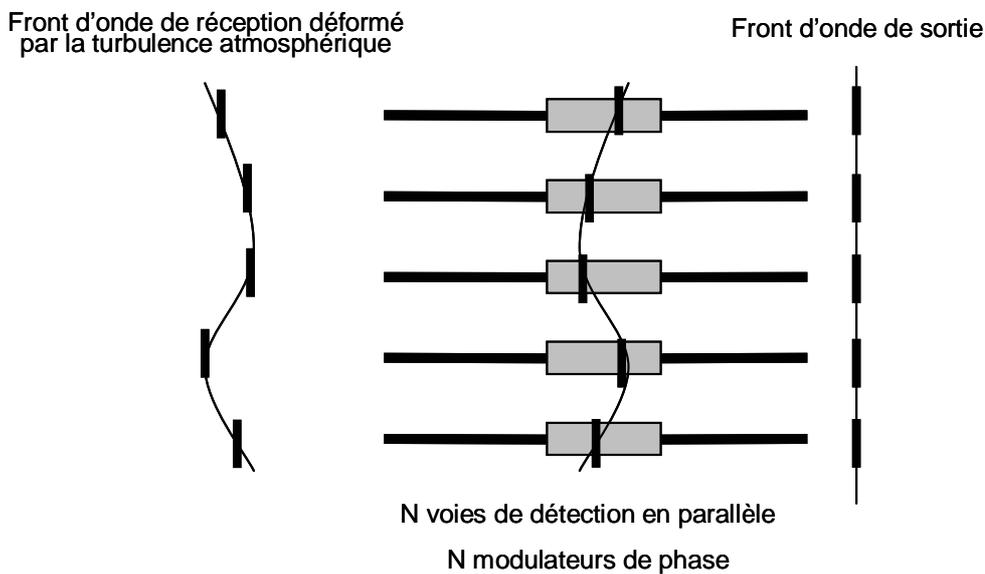


Figure I. 44 : Principe de la combinaison cohérente en réception

A titre d'exemple, les auteurs de la référence [69] montrent l'amélioration du rapport porteuse à bruit d'un système à 8 fibres en réception d'un système de communication. L'amélioration est d'autant plus importante que le nombre de sous-éléments de détection est important.

3.4 ET L'IMPULSIONNEL ?

Pour l'instant, toutes les réalisations expérimentales de combinaison cohérente par contrôle actif de la phase ont été obtenues avec des lasers continus. La possibilité de combiner de manière cohérente des faisceaux impulsionnels ouvrirait un champ d'application encore plus vaste.

La difficulté, en ce qui concerne les faisceaux impulsionnels, vient de la relation entre le déphasage induit dans une fibre dopée et l'inversion de population [70]. Les impulsions du signal peuvent entraîner une modification de l'inversion de population, et donc un changement de la phase [71]. Cela signifie qu'il faut, en plus de corriger les perturbations environnementales, corriger la variation de phase pendant l'impulsion. La bande passante requise est alors beaucoup plus importante.

Il faut toutefois noter les travaux d'une équipe de Northrop Grumman [72] qui a mis en phase une voie continue et une voie pulsée par marquage optique. L'oscillateur maître fonctionnant en régime continu est découpé en 2 voies : une voie continue et une voie modulée en amplitude pour réaliser un train d'impulsions de 1 ns à 20 kHz, soit 180 μ J. La mesure du déphasage s'effectue sur les pertes de -45 dB de la voie pulsée ce qui certes, réduit le taux d'extinction du système mais permet de mettre en phase sans avoir besoin d'une bande passante considérable. La mise en phase a lieu au début de l'impulsion puis ils mesurent simplement le chirp de phase pendant l'impulsion. L'analyse du déplacement des franges d'interférences donne une erreur de phase résiduelle de $\lambda/12$.

CONCLUSION

La première partie du chapitre a montré que les lasers à fibre sont de bons candidats pour la génération de puissances élevées. Néanmoins pour atteindre de très fortes puissances, supérieures à la centaine de kW, il est indispensable de mettre en place des systèmes de combinaison de faisceaux.

Les avantages et les inconvénients des différentes techniques de combinaison ont été présentés. Il est bien sûr possible de combiner plusieurs techniques ensemble. C'est ce qu'a fait le Weizmann Institute of Science en réalisant la combinaison spectrale de deux systèmes obtenus, eux-mêmes, par combinaison cohérente passive de deux faisceaux [73].

Parmi les techniques incohérentes, la combinaison spectrale est la plus prometteuse pour combiner des puissances élevées tout en gardant une bonne qualité de faisceau. Toutefois, cette technique génère des spectres très larges qui ne peuvent pas être utilisés pour des applications telles que les applications Lidar ou les communications en espace libre. Les techniques de combinaison cohérentes multi pupillaires présentent, quant à elles, plusieurs avantages : une densité spatiale de puissance accrue (intensité du lobe central en N^2 au lieu de N) et un diamètre de pupille qui augmente avec le nombre de sources combinées.

Les techniques de combinaison cohérente par contrôle actif de phase semblent être les plus prometteuses. En effet, grâce au contrôle que l'on exerce sur la phase de chacun des émetteurs, elles offrent non seulement la possibilité de combiner mais également de mettre en forme le faisceau. Cela ouvre, par la même, de nouvelles possibilités d'applications. Les records, en nombres de fibres et en puissance combinée de manière cohérente, ont été obtenus par ces techniques.

Le Tableau I. 6 récapitule les avantages et inconvénients des trois principales techniques.

Techniques	Avantages	Inconvénients/Difficultés
Marquage optique	<ul style="list-style-type: none"> • Très bonne précision sur l'erreur de phase résiduelle • Bande passante pouvant atteindre la centaine de kHz 	<ul style="list-style-type: none"> • 1 détecteur par voie • Alignement optique complexe quand N augmente • Mesure en champ proche (faisceaux séparés spatialement). Impossibilité de faire de la pré-compensation de la turbulence sans système de mesure de la turbulence séparé
Diffusion itérative d'erreurs	<ul style="list-style-type: none"> • 1 seul détecteur • Travail en faisceaux superposés • 1 seule boucle de traitement (analyse collective de la phase) 	<ul style="list-style-type: none"> • Bande passante réduite • Processus itératif : le nombre d'itérations augmente avec le nombre de fibres • Erreur de phase résiduelle limitée par l'amplitude de modulation de déformation du front d'onde
Marquage fréquentiel	<ul style="list-style-type: none"> • 1 seul détecteur • Travail en faisceaux superposés • Bande passante pouvant atteindre la centaine de kHz 	<ul style="list-style-type: none"> • Erreur de phase résiduelle limitée par l'amplitude de modulation du marquage fréquentiel • Gestion complexe des fréquences de modulation quand N augmente

Tableau I. 6 : Tableau récapitulatif des avantages et inconvénients des trois principales techniques de combinaison cohérente par contrôle actif de phase

En vue de la réalisation d'un système laser, donc d'un dispositif compact, il semble préférable d'avoir un unique détecteur fonctionnant avec des faisceaux superposés et dont l'emplacement n'est pas critique. De plus, pour avoir un système robuste, il est nécessaire que le système ne soit pas limité dans sa correction et qu'il dispose d'une bande passante élevée. Enfin, la possibilité de pouvoir compenser la turbulence atmosphérique est un avantage non négligeable. C'est pourquoi la technique retenue à l'Onera comme la plus prometteuse est la modulation fréquentielle avec référence interne non modulée.

Avant de décrire l'expérience réalisée au Chapitre III, nous analyserons le potentiel et les performances envisageables de la combinaison cohérente par contrôle actif de phase en vue de la définition d'un système.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J.A. Buck, "Fundamentals of optical fibers", Chapitre 3, Second edition, Wiley-Interscience, 2004
- [2] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tuminelli, B.C. McCollum, "Double clad, offset core Nd fiber laser", Optical Fiber Sensors Conference, paper PD-1, 1988
- [3] G. Canat, J-C. Mollier, Y. Jaouën and B. Dussardier, "Evidence of thermal effects in a high power Er^{3+} - Yb^{3+} fiber laser", Opt. Lett. **30**, pp. 3030-3032, 2005
- [4] J. Limpert, F. Röser, T. Schreiber and A. Tünnermann, "High-power ultrafast fiber laser systems", IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **12**, pp. 233-244, 2006
- [5] N.G.R. Broderick, H.L. Offerlaus, D.J. Richardson, R.A. Sammut, J. Calpen and L. Dong, "Large mode area fibers for high power applications", Opt. Fiber Technol. **5**, pp.185-196, 1999
- [6] J.P. Koplow, D.A.V. Kliner and L. Goldberg, "Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier", Opt. Lett. **25**, pp.442-444, 2000
- [7] G. Canat, "Conception et réalisation d'une source impulsionnelle à fibre dopée Erbium-Ytterbium millijoule de grande brillance spectrale", thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 2006
- [8] C. Liu, G. Chang, N. Lichinitser, D. Guertin, N. Jacobsen, K. Tankaka and A. Galvanauskas, "Chirally coupled core fibers at 1550-nm and 1064-nm for effectively single-mode core size scaling", Conference on Laser & Electro-optics, CTuBB3, 2007
- [9] P. Wang, L.J. Cooper, J.K. Sahu and W.A. Clarkson, "Efficient single-mode operation of a cladding-pumped ytterbium-doped helical-core fiber laser", Opt. Lett. **31**, pp. 226, 2006
- [10] S. Ramachandran, J.W. Nicholson, S. Ghalmi, M.F. Yan, P. Wisk, E. Monberg and F.V. Dimarcello, "Light propagation with ultralarge modal areas in optical fibers", Opt. Lett. **31**, pp. 1797-1799, 2006
- [11] S. Ramachandran, "Spatially structured light in optical fibers: applications to high-power lasers", Advanced Solid-State Photonics, paper MD1, 2009
- [12] J.C. Knight, T.A. Briles, P.S.J. Russell and D.M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding", Opt. Lett. **21**, pp. 1547-1549, 1996
- [13] N.A. Mortensen, "Effective area of photonic crystal fibers", Opt. Ex. **10**, pp. 341-348, 2002
- [14] J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, R. Iliew, F. Leder, J. Broeng, G. Vienne, A. Peterson and C. Jacobsen, "High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser", Opt. Ex. **11**, pp. 818-823, 2003
- [15] M.A. van Eijkelenborg, J. Canning, T. Ryan and K. Lyytikainen, "Bending-induced colouring in a photonic crystal fiber", Opt. Ex. **7**, pp. 88-94, 2000
- [16] O. Schmidt, J. Rothhardt, T. Eidam, F. Röser, J. Limpert, A. Tünnermann, K.P. Hansen, C. Jacobsen and J. Broeng, "Single-polarisation ultra-large-mode area Yb-doped photonic crystal fiber", Opt. Ex. **16**, pp. 3918-3923, 2008
- [17] E.M. Dianov, M.A. Likhachev and S. Février, "Solid-core photonic bandgap fibers for high-power fiber lasers", IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **15**, pp. 20-29, 2009
- [18] M. O'Connor, V. Gapontsev, V. Fomin, M. Abramov and A. Ferin, "Power scaling of SM fiber lasers toward 10 kW", Conference on Laser and Electro-optics, paper CThA3, 2009
- [19] Y. Jeong, S. Yoo, C.A. Codemard, J. Nilsson, J.K. Sahu, D.N. Payne, R. Horley, L. Hickey, A. Harjer, M. Lovelady and A. Piper, "Erbium : Ytterbium codoped large-core

- fiber laser with 297-W continuous wave output power”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **13**, pp. 573-579, 2007
- [20] J.W. Dawson, M.J. Messerly, R.J. Beach, M.Y. Shverdin, E.A. Stappaerts, A.K. Sridharan, P.H. Pax, J.E. Heebner, C.W. Siders and C.P.J. Barty, “Analysis of the scalability of diffraction-limited fiber lasers and amplifiers to high average power”, *Opt. Ex.* **16**, pp. 13240-13266, 2008
- [21] “Issue on laser beam combining and fiber laser systems”, Editors J.R. Leger, J. Nilsson, J.P. Huignard, A. Napartovich, T.M. Shay and A. Shirakawa, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **15**, issue 2, 2009
- [22] T.Y. Fan, “Laser beam combining for high-power, high-radiance sources”, Invited paper in *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **11**, pp. 567-577, 2005
- [23] P. Sprangle, “Incoherent combining and atmospheric propagation of high-power fiber lasers for directed-energy applications”, *IEEE J. Quantum Electron.* **45**, pp.138-148, 2009
- [24] F. Röser, S. Klingebiel, A. Liem, T. Schreiber, S. Höfer, J. Limpert, T. Peschel, R. Eberhardt and A. Tünnermann, “Spectral beam combining of fiber lasers”, *Proc. of SPIE* **6102**, 61020T, 2006
- [25] S.J. Augst, A.K. Goyal, R.L. Aggarwal, T.Y.Fan and A. Sanchez, “Wavelength beam combining of ytterbium fiber laser”, *Opt. Lett.* **28**, pp. 331-333, 2003
- [26] A. Sevan, O. Andrusyak, I. Ciapurin, V. Smirnov, G. Venus and L. Glebov, “Efficient power scaling of laser radiation by spectral beam combining”, *Opt. Lett.* **33**, pp. 384, 2008
- [27] C. Wirth, O. Schmidt, I. Tsybin, T. Schreiber, T. Peschel, F. Brückner, T. Clausnitzer, J. Limpert, R. Eberhardt, A. Tünnermann, M. Gowin, E. ten Have, K. Ludewigt and M. Jung, “2 kW incoherent beam combining of four narrow-linewidth photonic crystal fiber amplifiers”, *Opt. Ex.* **17**, pp. 1178-1183, 2009
- [28] T.H. Loftus, A. Liu, P.R. Hoffman, A.M. Thomas, M. Norsen, R. Royse and E. Honea, “522W average power, spectrally beam combined fiber laser with near-diffraction-limited beam quality”, *Opt. Lett.* **32**, pp. 349-351, 2007
- [29] O. Schmidt, T.V. Andersen, J. Limpert and A. Tünnermann, “187 W, 3.7 mJ from spectrally combined pulsed 2 ns fiber amplifiers”, *Opt. Lett.* **34**, pp. 226-228, 2009
- [30] O. Schmidt, S. Klingebiel, B. Ortac, F. Röser, F. Brückner, T. Clausnitzer, E.B. Kley, J. Limpert and A. Tünnermann, “Spectral combining of pulsed fiber lasers: scaling considerations”, *proc. of SPIE* **6873**, 687317, 2008
- [31] J. Lhermitte, “Auto-synchronisation et combinaison cohérente de lasers à fibre”, Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2008
- [32] D. Sabourdy, V. Kermène, A. Defarges-Berthelemot, L. Lefort and A. Barthélémy, “Efficient coherent combining of widely tunable fiber lasers”, *Opt. Ex* **11**, pp. 87-97, 2003
- [33] A. Shirakawa, T. Sekiguchi, K. Matsuo and K. Ueda, “Scalable coherent beam combining of fiber lasers”, *Advanced Solid-State Photonics*, 2003
- [34] B. Wang, E. Mies, M. Minden and A. Sanchez, “All-fiber 50 W coherently combined passive laser array”, *Opt. Lett.* **34**, pp. 863-865, 2009
- [35] H. Bruesselbach, M. Minden, J.L. Rogers, D.C. Jones and M.S. Mangir, “200 W self-organized coherent fiber array”, *Conference on Laser & Electro-Optics*, paper CMDD4, 2005
- [36] D. Kouznetsov, J.F. Bisson, A. Shirakawa, K. Ueda, “Limits of coherent addition of lasers: simple estimate”, *Pacific Rim Conference on Lasers & Electro-Optics*, paper CWI4-3, 2005
- [37] L. Michaille, C.R. Bennett, D.M. Taylor, T.J. Shepherd, J. Broeng, H.R. Simonsen and A. Petersson, “Phase locking and supermode selection in multicore photonic crystal fiber lasers with a large doped area”, *Opt. Lett.* **30**, pp. 1668-1670, 2005

- [38] M. Wrage, P. Glas and M. Leitner, "Combined phase locking and beam shaping of a multicore fiber laser by structured mirrors", *Opt. Lett.* **26**, pp. 980-982, 2001
- [39] P.K. Cheo, A. Liu, G.G. King, "A high-brightness laser beam from a phase-locked multicore Yb-doped fiber laser array", *IEEE Photonics Technol. Lett.* **13**, pp. 439-441, 2001
- [40] L. Li, A. Schülzgen, H. Li, V.L. Temyanko, J.V. Moloney and N. Peyghambarian, "Phase-locked multicore all-fiber lasers: modelling and experimental investigation", *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, pp. 1721-1728, 2007
- [41] L. Michaille, D.M. Taylor, C.H. Bennett, T.J. Shepherd and B.G. Ward, "Characteristics of a Q-switched multicore photonic fiber laser with a very large mode field area", *Opt. Lett.* **33**, pp. 71-73, 2008
- [42] Y. Huo, P.K. Cheo and G.G. King, "Fundamental mode operation of a 19-core phase-locked Yb-doped fiber amplifier" *Opt. Ex.* **12**, pp. 6230-6239, 2004
- [43] E.J. Bochove and C.J. Corcoran, "In-phase supermode selection in a multicore fiber laser array by means of a self-Fourier external cavity", *Appl. Opt.* **46**, pp. 5009-5018, 2007
- [44] V.I. Kovalev, R.G. Harrison and A. Mocafanescu, "Coherent beam combining of fiber amplifier array output through spectral phase-conjugation via SBS", Conference on Laser & Electro-Optics, paper JThC67, 2006
- [45] L. Lombard, C. Delezoide, G. Canat, V. Jolivet and P. Bourdon, "Laser beam combining by beam cleanup in a gradient index Brillouin ring cavity", Conference on Lasers & Electro-Optics, 2008
- [46] Z. Chen, J. Hou, P. Zhou, X. Wang, X. Xu, Z. Jiang and Z. Liu, "Passive phase locking of an array of four fiber lasers by mutual injection locking", *Opt. Fiber Technol.*, 2009
- [47] J. Lhermitte, A. Defarges-Berthelemot, V. Kermene and A. Barthelemy, "Passive phase locking of an array of four fiber amplifiers by an all-optical feedback loop", *Opt. Lett.* **32**, pp. 1842-1844, 2007
- [48] S.A. Shakir, "Coherent combining of fiber arrays using passive phasing", 21th annual meeting of the Laser and Electro-Optics Society, invited paper ThY2, 2008
- [49] S.J. Augst, T.Y. Fan and A. Sanchez, "Coherent beam combining and phase noise measurements of ytterbium fiber amplifiers", *Opt. Lett.* **29**, pp. 474-476, 2004
- [50] W.M. Neubert, K.H. Kudielka, W.R. Leeb and A.L. Scholtz, "Experimental demonstration of an optical phased array antenna for laser space communications", *Appl. Opt.* **33**, pp. 3820-3830, 1994
- [51] J.E. Kinsky, C.X. Yu, D.V. Murphy, S.E.J. Shaw, R.C. Lawrence and C. Higgs, "Beam control of a 2D polarization maintaining fiber optic phased array with high-fiber count", *Proc. of SPIE* **6306**, 63060G, 2006
- [52] S. Demoustier, A. Brignon, E. Lallier, J.P. Huignard and J. Primot, "Coherent combining of 1.5 μm Er-Yb doped single mode fiber amplifiers", Conference on Lasers and Electro-optics, CThAA5, 2006
- [53] J. Anderegg, S. Brosnan, E. Cheung, P. Epp, D. Hammons, M. Weber and M. Wickham, "Coherently coupled high power fiber arrays", *Proc. of SPIE* **6102**, 61020U, 2006
- [54] E.C. Cheung, J.G. Ho, G.D. Goodno, R.R. Rice, J. Rothenberg, P. Thielen, M. Weber and M. Wickham, "Diffractive-optics-based beam combination of a phase-locked fiber laser array", *Opt. Lett.* **33**, pp. 354-356, 2008
- [55] S.J. McNaught, H. Komine, S.B. Weiss, R. Simpson, A.M.F. Johnson, J. Machan, C.P. Asman, M. Weber, G.C. Jones, M.M. Valley, A. Jankevics, D. Burchman, M. McCellan, J. Sollee, J. Marmo and H. Injeyan, "100 kW coherently combined slag MOPAs", Conference on Lasers and Electro-Optics, paper CThA1, 2009

- [56] G.D. Goodno, C.P. Asman, J. Anderegg, S. Brosnan, E.C. Cheung, D. Hammons, H. Injeyan, H. Komine, W.H. Long Jr., M. McClellan, S.J. McNaught, S. Redmond, R. Simpson, J. Sollzz, M. Weber, S.B. Weiss and M. Wickham, "Brightness-scaling potential off actively phase-locked solid-state laser arrays", Invited paper in IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **13**, pp. 460-472, 2007
- [57] M.A. Vorontsov, T. Weyrauch, L.A. Beresnev, G.W. Carhart, L. Liu and K. Aschenbach, "Adaptive array of phase-locked fiber collimators: analysis and experimental demonstration", IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **15**, pp. 269-280, 2009
- [58] P. Zhou, Z. Liu, X. Wang, Y. Ma, H. Ma, X. Xu and S. Guo, "Coherent beam combining of fiber amplifiers using stochastic parallel gradient descent algorithm and its application", IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **15**, pp. 248-256, 2009
- [59] T.R. O'Meara, "The multidither principle in adaptive optics", J. Opt. Soc. Am **67**, pp. 611-621, 1976
- [60] D.N. Loizos, L. Liu, P.P. Sotiriadis, G. Cauwenberghs and M.A. Vorontsov, « Integrated multi-dithering controller for adaptive optics », Proc. of SPIE **6708**; 2007
- [61] L. Liu, D.N. Loizos, M.A. Vorontsov, P.P. Sotiriadis and G. Cauwenberghs, "Coherent combining of multiple beams with multi-dithering technique: 100 kHz closed-loop compensation demonstration", Proc. of SPIE **6708**, 67080D, 2007
- [62] H. Bruesselbach, S. Wang, M. Minden, D.C. Jones and M. Mangin, "Power-scalable phase-compensating fiber-array transceiver for laser communications through the atmosphere", J. Opt. Soc. Am. B **22**, pp. 347-353, 2005
- [63] T.M. Shay, US Patent No: 7,058,098 B1, 2006
- [64] T.M. Shay, V. Benham, J.T. Baker, A.D. Sanchez, D. Pilkington and C.A. Lu, "Self-synchronous and self-referenced coherent beam combination for large optical arrays", IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **13**, pp. 480-486, 2007
- [65] T.M. Shay, J.T. Baker, A.D. Sanchez, C.A. Robin, C.L. Vergien, C. Zeinque, D. Gallant, C.A. Lu, B. Pulford, T.J. Bronder and A. Lucero, "High power phase locking of a fiber amplifier array", Proc. of SPIE **7195**, 71951M, 2009
- [66] S. Demoustier, "Recombinaison cohérente de fibres laser", Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2006
- [67] A. Blanc, L. Mugnier and J. Idier, "Phase diversity: a technique for wave-front sensing and for diffraction-limited imaging", Advances in imaging and electron physics **141**, pp. 1-76, Editor P. Hawkes, Elsevier, 2006
- [68] C. Bellanger, A. Brignon, J. Colineau and J.P. Huignard, "Coherent fiber combining by digital holography", Opt. Lett. **33**, pp. 2937-2939, 2008
- [69] A.R. Weeks, J. Xu, R.R. Phillips, L.C. Andrews, C. M. Stickley, G. Sellar, J. S. Stryjewski and J.E. Harvey, "Experimental verification and theory for eight-element multiple-aperture equal-gain coherent laser receiver for laser communications", App. Opt **37**, pp. 4782-4788, 1998
- [70] E. Desurvire, "Erbium-doped fiber amplifier: Principles and applications", Editor John Wiley & Sons Inc
- [71] J-M. Martin, "Modélisation physique et caractérisation en puissance et en phase d'amplificateur à fibre dopée erbium moyenne énergie pour application LIDAR", Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure de l'aéronautique et de l'espace, 2004
- [72] E.C. Cheung, M. Weber and R.R. Rice, "Phase locking of a pulsed fiber amplifier", Advanced Solid-State Photonic, paper WA2, 2008
- [73] M. Fridman, V. Eckhouse, N. Davidson and A.A. Friesem, "Simultaneous coherent and spectral addition of fiber lasers", Opt. Lett. **33**, pp. 648-650, 2008

CHAPITRE II : COMBINAISON COHERENTE DE FAISCEAUX : PRINCIPES FONDAMENTAUX

INTRODUCTION	62
1 MODELISATION DE LA COMBINAISON COHERENTE DE FAISCEAUX MONOMODES GAUSSIENS	62
1.1 PRINCIPE ET DEFINITIONS	62
1.1.1 Principe.....	62
1.1.2 Définition du taux de remplissage de la pupille de sortie.....	63
1.1.3 Prise en compte de la phase.....	65
1.2 DEVELOPPEMENT ANALYTIQUE DU MODELE	65
1.2.1 Définition analytique du champ proche.....	65
1.2.1.1 Champ émis en sortie d'une fibre.....	65
1.2.1.2 Disposition géométrique.....	66
1.2.2 Champ à une distance z	66
1.2.3 Champ lointain	67
1.3 EXEMPLES	68
2 QUALITE DU FAISCEAU COMBINE : CRITERES D'EFFICACITE.....	69
2.1 PARAMETRE M^2	69
2.2 RAPPORT DE STREHL.....	70
2.3 TAUX DE COMBINAISON	73
2.4 BEAM PROPAGATION FACTOR (BPF)	73
2.5 MASK ENCIRCLED POWER (MEP).....	74
2.6 AUTRES CRITERES D'EFFICACITE.....	76
2.7 CONCLUSION.....	77
3 INFLUENCE DES PARAMETRES SUR L'EFFICACITE DE LA COMBINAISON COHERENTE	78
3.1 INFLUENCE DES DEPHASAGES ENTRE LES SOURCES	78
3.1.1 Variation des déphasages entre les sources	78
3.1.2 Différence de phase résiduelle.....	81
3.1.3 Déviation de faisceaux	84
3.2 INFLUENCE DE LA CONFIGURATION GEOMETRIQUE DES FIBRES	85
3.2.1 Choix de la collimation	85
3.2.2 Distance entre les fibres.....	87
3.2.3 Arrangement géométrique des fibres.....	88
3.2.4 Nombre de fibres combinées	91
3.3 INFLUENCE DE LA REPARTITION DE PUISSANCE ENTRE FIBRES.....	93
3.3.1 Influence du déséquilibre en puissance entre fibres	93
3.3.2 Nombre de fibres vs puissance.....	95
3.4 AUTRES PARAMETRES	96
CONCLUSION	97
BIBLIOGRAPHIE	98

INTRODUCTION

La puissance délivrée par un laser à fibre est limitée par les caractéristiques de la fibre amplificatrice. Le développement de nouvelles fibres (fibres LMA, microstructurations...) a permis d'accroître les niveaux de puissance. Toutefois, la combinaison cohérente est une solution prometteuse afin d'augmenter encore les niveaux de puissance délivrée et générer ainsi un faisceau combiné de forte densité spatiale de puissance. L'objectif de ce chapitre est d'étudier la combinaison cohérente de N faisceaux monomodes. Pour cela, un code de simulation numérique a été développé afin d'évaluer l'efficacité de la combinaison en fonction des paramètres expérimentaux et de la configuration choisie.

Après la présentation de la modélisation de la combinaison cohérente de faisceaux monomodes gaussiens et des critères d'évaluation de l'efficacité de la combinaison, nous nous intéresserons à l'influence de certains paramètres critiques tels que la phase relative entre les émetteurs, leur disposition géométrique ou encore leur puissance.

1 MODELISATION DE LA COMBINAISON COHERENTE DE FAISCEAUX MONOMODES GAUSSIENS

1.1 PRINCIPE ET DEFINITIONS

1.1.1 Principe

Le modèle développé au cours de ce travail est présenté de façon générale en Figure II. 1. On choisit un champ proche composé d'une matrice de N fibres monomodes positionnées dans l'espace selon une configuration géométrique donnée. Ce réseau de faisceaux se propage jusqu'à une distance z où les faisceaux se superposent afin d'obtenir la figure d'interférence. Une variante du modèle permet de calculer directement le champ lointain à l'infini par transformée de Fourier.

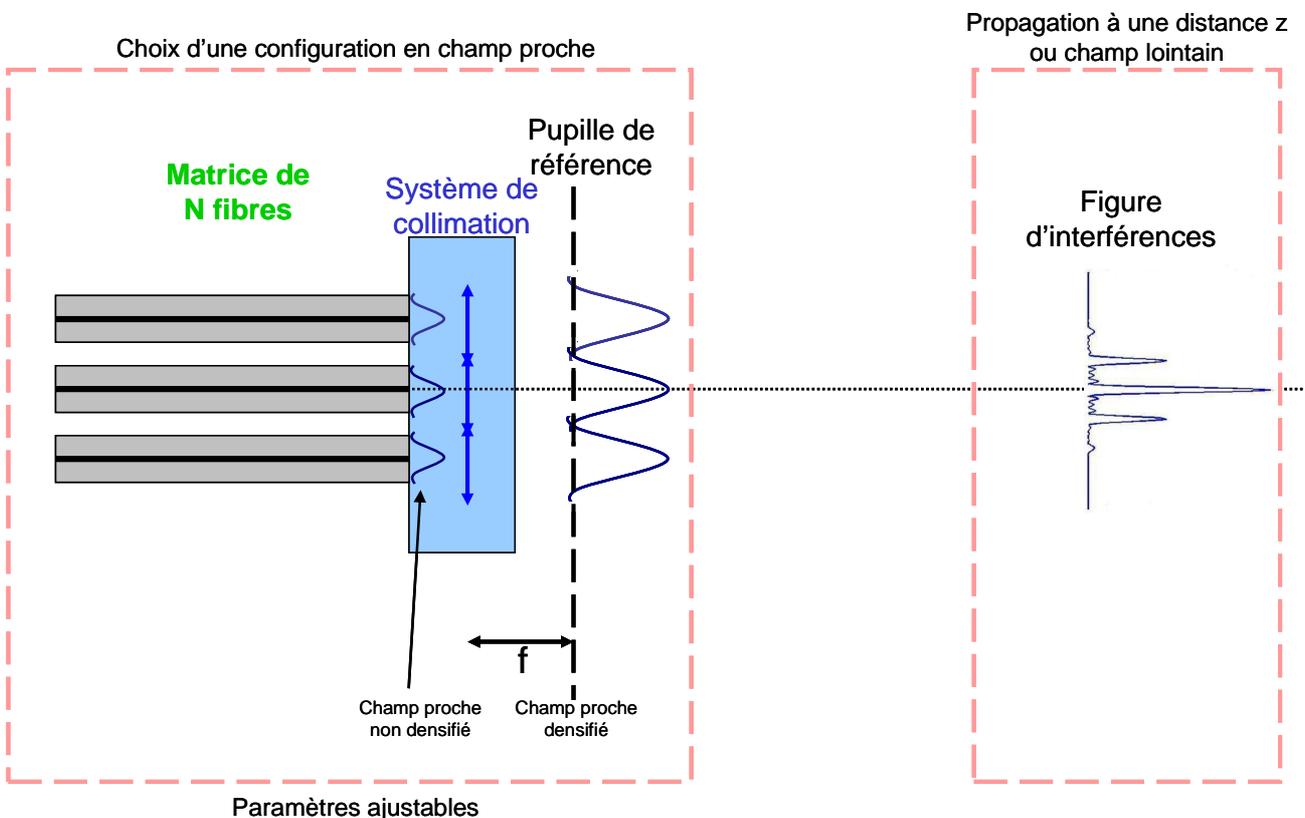


Figure II. 1 : Schéma descriptif du modèle de combinaison de N fibres monomodes

Chaque faisceau de la matrice de fibres est collimaté afin d'accroître le taux de remplissage de la pupille de sortie. Il est déterminé par la proximité des faisceaux élémentaires : meilleur est le taux de remplissage, plus dense est le champ en sortie de pupille. Sauf mention contraire, c'est ce champ densifié qu'on appelle champ proche. A ce niveau, on définit également une pupille de référence. Elle dépend de la disposition géométrique des fibres et des diamètres des pupilles des éléments optiques présents éventuellement sur le montage expérimental. Cette pupille de référence englobe en champ proche l'ensemble des faisceaux élémentaires. Elle est utilisée pour calculer certains critères d'efficacité de la combinaison. Le modèle permet de déterminer la figure d'interférence et est utile pour trouver les configurations les plus favorables à la combinaison cohérente de lasers. Celles-ci dépendent des paramètres déterminant le champ proche tels que : la disposition géométrique des fibres, la phase de chacun des faisceaux élémentaires ainsi que leur puissance et leur nombre. Nous allons détailler par la suite ces paramètres.

Remarque : Bien que nous nous intéressions plus particulièrement à la combinaison cohérente par contrôle actif de phase par modulation fréquentielle, la modélisation est valable pour toutes les configurations de combinaison cohérente multi-pupillaire.

1.1.2 Définition du taux de remplissage de la pupille de sortie

Le taux de remplissage est un paramètre dépendant de la disposition géométrique des fibres et de la densification de la pupille par collimation. Il est très souvent utilisé dans la littérature car il est directement corrélé au rapport de Strehl (paragraphe 2.2). La valeur de ce taux influe considérablement sur la répartition spatiale de puissance en champ lointain. On peut définir le taux de remplissage de différentes manières. Trois d'entre elles sont présentées schématiquement en Figure II. 2. On considère N sous-pupilles incluses dans une pupille de référence de rayon R .

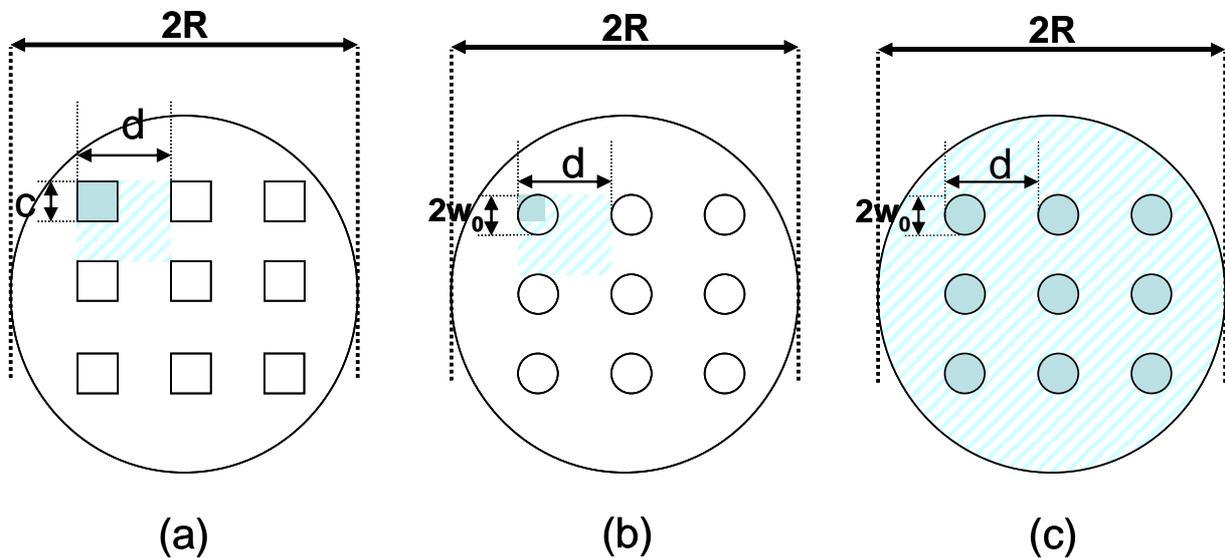


Figure II. 2 : Différentes définitions du taux de remplissage (w_0 : rayon à $1/e^2$ des faisceaux gaussiens, d : espacement entre deux fibres consécutives, c 'est le pas du réseau)

Le cas (a) est composé de sous-pupilles rectangulaires dans une pupille de référence circulaire. Les cas (b) et (c) présentent la même géométrie à savoir des sous-pupilles et une référence circulaire. Ils sont adaptés à la géométrie des faisceaux émis par des lasers à fibre. En revanche, ils correspondent à des définitions différentes du taux de remplissage. Les définitions des cas (a) et (b) sont issues de la référence [1], elles sont mathématiquement simples à évaluer.

- Définition (a) : elle est issue de l'étude de la combinaison de diodes laser d'où la forme rectangulaire des sous-pupilles. Le taux de remplissage est égal au rapport des aires des deux carrés.

$$F_{fill,a} = \frac{c^2}{d^2} \quad (1)$$

- Définition (b) : elle est dérivée du cas (a) pour des sous-pupilles circulaires.

$$F_{fill,b} = \frac{w_0^2}{d^2} \quad (2)$$

On obtient le même résultat si on prend des disques, un de rayon w_0 et l'autre de rayon d . Pour tenir compte du caractère circulaire des sous-pupilles tout en gardant la référence carrée, on trouve souvent dans la littérature ([1] par exemple) l'artifice de calcul suivant. Pour garder le même taux de remplissage $F_{fill,b}$ on considère alors une sous-pupille circulaire de rayon, non pas w_0 , mais

$$w_0' = \frac{w_0}{\sqrt{\pi}}.$$

Au contraire, la définition donnée en (c) est une définition plus intuitive et correspond à la réalité physique et aux conditions expérimentales.

- Définition (c) : c'est le rapport entre les aires des N sous-pupilles et l'aire totale de la pupille de référence.

$$F_{fill,c} = N \frac{w_0^2}{R^2} \quad (3)$$

Par ailleurs, on utilise parfois un facteur de vide « vacancy factor » noté t et défini comme la distance rapportée au rayon à $1/e^2$ entre les bords de deux faisceaux laser adjacents [2]. On a donc :

$$t = \frac{d - 2w_0}{w_0} \quad (4)$$

Sauf mention contraire, nous utilisons les définitions suivantes :

- Le taux de remplissage correspond à la définition (c) donnée par l'équation (3). Il dépend ainsi du nombre de fibres et de leur disposition géométrique. Il peut être défini et calculé, quelle que soit la configuration géométrique et même si les fibres ne sont pas régulièrement espacées, ce qui n'est pas le cas pour les autres définitions.
- La pupille de référence est définie comme le cercle tangent aux bords des faisceaux les plus externes. Ainsi, le rayon R de la pupille de référence est celui qui permet d'avoir une pupille la plus faible possible. De cette manière, on maximise le taux de remplissage tout en tronquant le moins possible les faisceaux c'est-à-dire une troncature à $1/e^2$ en intensité. Le rayon R est égal à la distance la plus grande entre le centre d'une fibre et le point (0,0) à laquelle on ajoute un waist. La pupille de référence est donc tangente au faisceau de la fibre la plus éloignée du centre. Dans une configuration carrée, R vaut ainsi :

$$R = \frac{1}{2} (\text{MAX}[N_{x,y}] - 1) \sqrt{d_x^2 + d_y^2} + w_0 \quad (5)$$

Dans une configuration hexagonale, R vaut

$$R = \frac{1}{2} D = Kd + w_0 \quad (6)$$

K étant le nombre de couches concentriques de forme hexagonale contenues dans la pupille ($K=1$ pour $N=7$, $K=2$ pour $N=19\dots$).

1.1.3 Prise en compte de la phase

Nous considérons que les faisceaux issus de chaque fibre monomode ont tous la même polarisation et la même longueur d'onde. Nous faisons également l'hypothèse que les faisceaux sont limités par diffraction. Le front d'onde de chaque faisceau est plan au niveau du waist. Nous plaçons la pupille de référence à ce niveau, c'est-à-dire au plan focal des lentilles de collimation. Enfin, nous considérons que les fibres sont indépendantes et qu'il n'y a pas de couplage entre les fibres. Ainsi, nous supposons que les variations de phase des fibres sont indépendantes.

Lorsque les fibres ne sont pas en phase, par exemple lorsque l'asservissement est inactif dans le cas du contrôle actif de phase, les différences de phase entre les émetteurs sont non nulles et varient indépendamment entre 0 et 2π . En revanche, lorsque l'asservissement est actif, les fibres sont en phase (modulo 2π). Dans le cas parfait, la différence de phase vaut alors zéro. En pratique, il subsiste une faible différence de phase résiduelle. Pour en rendre compte dans le modèle, on considère qu'alors les phases des émetteurs sont des variables statistiques non corrélées, de moyennes nulles et d'écart-type σ_ϕ .

1.2 DEVELOPPEMENT ANALYTIQUE DU MODELE

Nous présentons maintenant les équations, en champ proche et en champ lointain, de la combinaison cohérente de N faisceaux gaussiens monomodes, équations sur lesquelles s'appuient le modèle numérique.

1.2.1 Définition analytique du champ proche

1.2.1.1 Champ émis en sortie d'une fibre

On considère que les émetteurs sont des fibres monomodes à saut d'indice parfait, dans l'hypothèse de faible guidage. Elles émettent un mode fondamental décrit par des fonctions de Bessel : c'est le mode LP_{01} (cf. Annexe A). Marcuse a montré que ce mode peut être approximé en sortie de fibre par une distribution transverse gaussienne [3]. Le profil d'intensité en sortie d'une fibre optique à saut d'indice de rayon de cœur a, d'ouverture numérique ON et de longueur d'onde λ peut s'exprimer sous la forme :

$$\Psi(r) = C \times \exp\left[-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right] \quad (7)$$

avec r_0 la demi largeur à 1/e du mode. Celui-ci est défini afin d'optimiser le profil du faisceau gaussien par rapport à celui du mode LP_{01} en sortie de fibre de fréquence normalisée V ($V = \frac{2\pi}{\lambda} a.ON$). Une approximation analytique proposée par Marcuse est :

$$\frac{r_0}{a} = 0.65 + \frac{1.619}{V^{3/2}} + \frac{2.879}{V^6} \quad (8)$$

La constante C permet de relier l'amplitude du champ à la puissance P_0 véhiculée par chaque fibre. Elle est donnée par la relation suivante :

$$C = \sqrt{\frac{4\eta_0 P_0}{n\pi r_0^2}} \quad (9)$$

avec l'impédance caractéristique du vide $\eta_0=377\Omega$ et n l'indice du milieu de propagation, ici l'air (ie n=1).

1.2.1.2 Disposition géométrique

N fibres sont positionnées dans l'espace selon une configuration géométrique donnée : carrée, hexagonale, géométrie non périodique... Chaque fibre est collimatée grâce à une lentille de distance focale f_1 . En négligeant les défauts d'alignement, on trouve au niveau de la pupille de référence un réseau de faisceaux dont le waist, c'est-à-dire le rayon à $1/e^2$ après collimation, est $w_0 = \frac{\lambda f_1}{\pi r_0}$. La

répartition géométrique reste inchangée. La distance entre les fibres est conservée tandis que la taille du waist augmente. Après collimation, les équations (7) et (8) sont modifiées en remplaçant r_0 par w_0 . Il faut noter que l'on ne prend pas en compte dans le modèle l'effet de troncature des faisceaux par les lentilles. On néglige la perte de puissance due à la troncature d'un faisceau gaussien ainsi que les effets de diffraction induits.

On obtient alors dans le plan focal des lentilles la somme des champs issus des différents émetteurs individuels : le champ proche $NF(x,y)$. Dans le cas général de combinaison de N fibres placés aux points (x_j, y_j) , le champ proche NF s'écrit en coordonnées cartésiennes $r^2 = x^2 + y^2$:

$$NF(x, y) = \Psi(x, y) * NF_j(x, y) \quad (10)$$

avec $\Psi(x, y) = \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right]$ défini par (7)

et

$$NF_j(x, y) = \sum_{j=1}^{N_x} C \cdot \delta(x - x_j, y - y_j) e^{i\phi_j} \quad (11)$$

où * est l'opérateur convolution, $\delta(x - x_j, y - y_j)$ est un dirac centré sur la sous-pupille j au point (x_j, y_j) et ϕ_j la phase de cette même sous-pupille.

Dans le cas particulier d'un pavage carré, on distingue les coordonnées selon les axes x et y. L'indice j représente la $j^{\text{ième}}$ ligne tandis que l'indice k représente la $k^{\text{ième}}$ colonne, avec $N = N_x N_y$, N_x et N_y étant respectivement le nombre de fibre sur les côtés x et y du pavage carré, le champ proche NF s'écrit :

$$NF(x, y) = \Psi(x, y) * NF_{jk}(x, y) \quad (12)$$

et

$$NF_{jk}(x, y) = \sum_{j=1}^{N_x} \sum_{k=1}^{N_y} C \cdot \delta(x - x_j, y - y_k) e^{i\phi_{jk}} \quad (13)$$

A partir du champ proche, on calcule la figure d'interférence, soit à une distance z donnée soit en champ lointain.

1.2.2 Champ à une distance z

On peut ainsi obtenir le champ à une distance z donnée et faire de la propagation pas à pas de façon très rapide.

$$E_z^\Sigma = \sum_{j=1}^N E_j \quad (14)$$

Le champ optique émis par la $j^{\text{ième}}$ fibre vaut [4] :

$$E_j(x, y, z) = \sqrt{\frac{4\eta_0 P_0}{\pi w(z)^2}} \cdot \exp\left[-\left(\frac{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2}{w(z)^2}\right)\right] \exp\left[-ik \frac{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2}{2R_c(z)}\right] \exp[-i(kz - \psi(z) - \phi_i)] \quad (15)$$

avec k le vecteur d'onde, λ la longueur d'onde, (x_j, y_j) les coordonnées du centre de la $j^{\text{ème}}$ fibre, ϕ_i est la phase de la fibre. D'autre part, les paramètres des modes gaussiens sont définis par [4] :

- le rayon de courbure du front d'onde $R_c(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right]$,
- la distance de Rayleigh $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$,
- la largeur du faisceau $w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2}$,
- la phase de Gouy $\psi(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)$.

1.2.3 Champ lointain

On considère le champ lointain dans l'approximation de Fraunhofer. Le champ NF propagé sur une distance z est relié à la transformée de Fourier du champ proche $N\tilde{F}$. En posant pour fréquences spatiales $s_x = \frac{x'}{\lambda z} = \frac{\theta_x}{\lambda}$ et $s_y = \frac{y'}{\lambda z} = \frac{\theta_y}{\lambda}$, on obtient :

$$N\tilde{F}(s_x, s_y) = \tilde{\Psi}(s_x, s_y) N\tilde{F}_{jk}(s_x, s_y) = \pi w_0^2 \exp[-\pi^2 w_0^2 (s_x^2 + s_y^2)] \sum_{j=1}^{N_x} \sum_{k=1}^{N_y} C \cdot \exp[2\pi i(jd_x s_x + kd_y s_y)] e^{i\phi_{jk}} \quad (16)$$

x' et y' étant les coordonnées d'un point du champ lointain, θ_x et θ_y étant les fréquences spatiales et d_x et d_y les distances, projetées sur les axes x et y , entre deux fibres consécutives.

Dans le cas idéal, également appelé cas non perturbé, les émetteurs sont tous en phase les uns avec les autres, ie $\phi_{jk} = 0$. L'intensité I est égale à l'éclairement multiplié par la distance au carré, on a alors :

$$I(s_x, s_y) = \frac{2P_0}{\lambda^2} \pi w_0^2 \exp[-2\pi^2 w_0^2 (s_x^2 + s_y^2)] \frac{\sin^2(\pi N_x d_x s_x)}{\sin^2(\pi d_x s_x)} \frac{\sin^2(\pi N_y d_y s_y)}{\sin^2(\pi d_y s_y)} \quad (17)$$

avec P_0 la puissance émise par un émetteur individuel.

Pour un pavage carré, le champ lointain est constitué d'un réseau de pics. Ils sont espacés, respectivement sur les axes θ_x et θ_y , de $\frac{\lambda}{d_x}$ et de $\frac{\lambda}{d_y}$, de largeur angulaire $\frac{2\lambda}{d_x N_x}$ et $\frac{2\lambda}{d_y N_y}$. Le tout est

modulé par une enveloppe gaussienne de largeur angulaire $\frac{\lambda}{\pi w_0}$. La Figure II. 3 présente un exemple du champ proche et du champ lointain obtenu par combinaison de cinq émetteurs disposés sur une ligne. Il n'y a pas de composante en y .

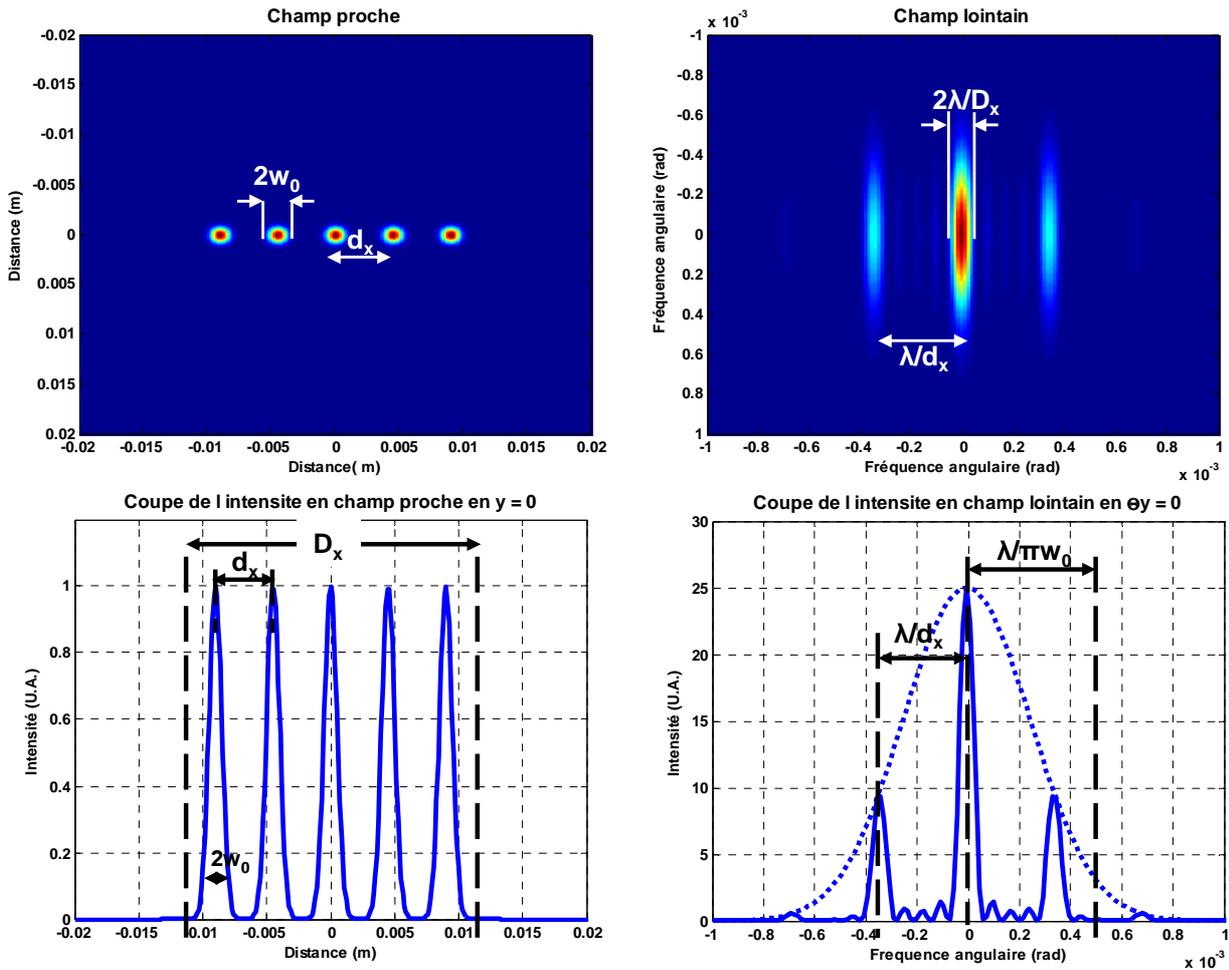


Figure II. 3 : Champs proche et lointain pour la combinaison de 5 émetteurs alignés parfaitement en phase

1.3 EXEMPLES

A titre illustratif, la Figure II. 4 donne trois exemples de champs proches et de champs lointains obtenus pour quatre émetteurs parfaitement en phase. Les distances horizontales et verticales entre les fibres sont identiques. En revanche, la disposition géométrique, donc les taux de remplissage, sont différents. On obtient ainsi des profils de champs lointains distincts. Comment juger alors de l'efficacité de la combinaison ? Comment comparer les différentes configurations géométriques ? Il faut pour cela définir des critères d'efficacité de la combinaison cohérente afin de mener cette analyse. C'est l'objet de la partie suivante.

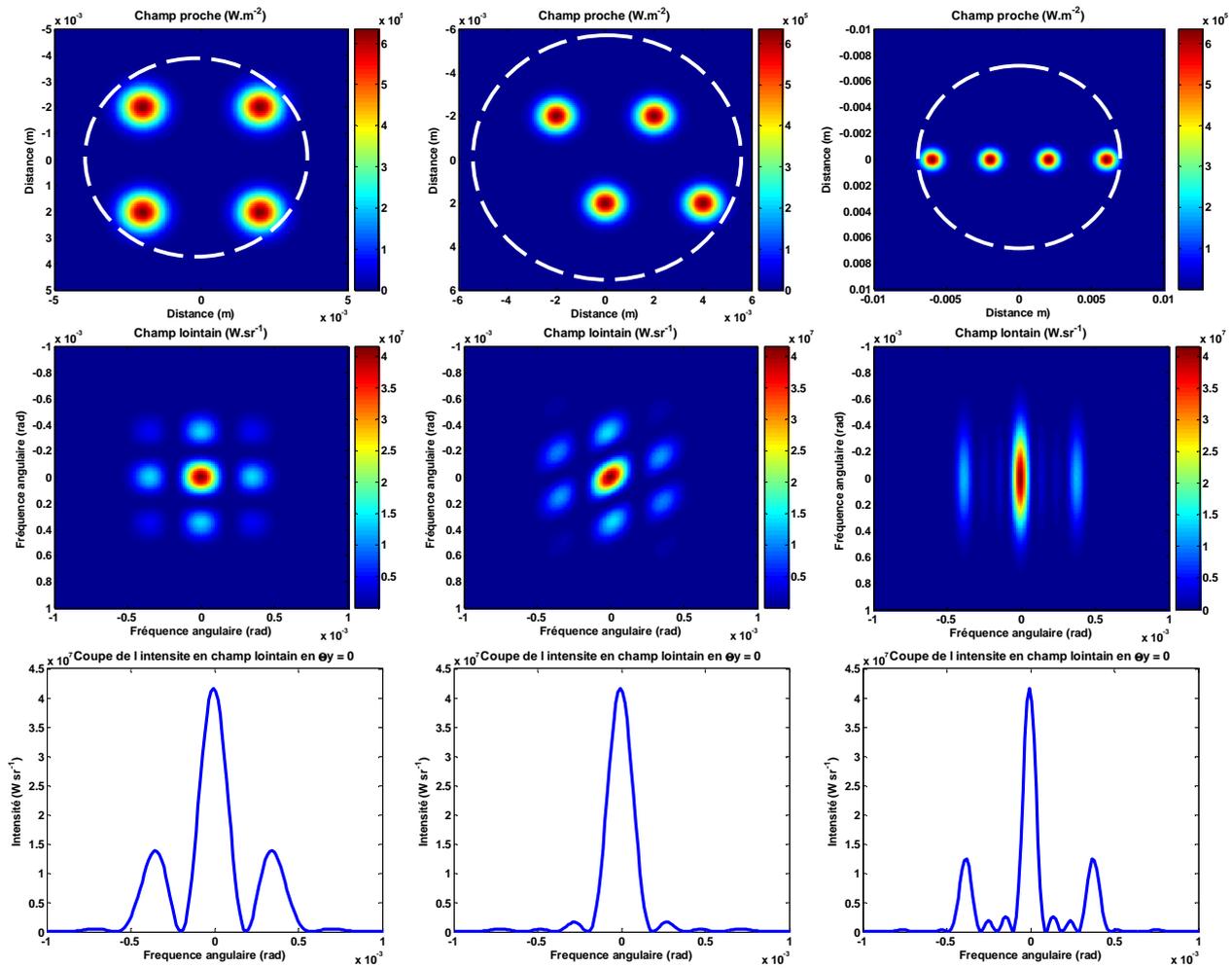


Figure II. 4 : Exemples de champs proches et champs lointains obtenus pour 4 émetteurs parfaitement en phase pour un même rapport de distance mais des configurations géométriques différentes

2 QUALITE DU FAISCEAU COMBINE : CRITERES D'EFFICACITE

L'objectif est de présenter différents critères qui s'offrent pour juger de la qualité de la combinaison cohérente et d'en discuter les avantages et les inconvénients.

2.1 PARAMETRE M^2

Pour juger de la qualité d'un faisceau, on pense en premier lieu au facteur de qualité M^2 qui mesure le rapport entre un faisceau d'étendue géométrique donnée et un faisceau limité par la diffraction.

Ce critère semble peu efficace pour juger la qualité du faisceau combiné. En effet, le paramètre M^2 ne dépend pas des différences de phase relative entre les émetteurs. Ou, comme l'a montré Siegman, une matrice de faisceaux combinés de manière cohérente ou incohérente peut avoir des M^2 égaux [5]. Le M^2 dépend du carré de la norme du champ et ne prend donc pas en compte sa phase.

Par ailleurs, ce critère ne rend pas compte de la présence de lobes secondaires ainsi que leur importance. A titre d'exemple, Zhou et al. [2] ont calculé le M^2 dans le cadre de la combinaison

cohérente de faisceaux laser pour des matrices à motif de 61, 91 et 127 émetteurs. Le profil d'intensité en champ lointain est donné en Figure II. 5.

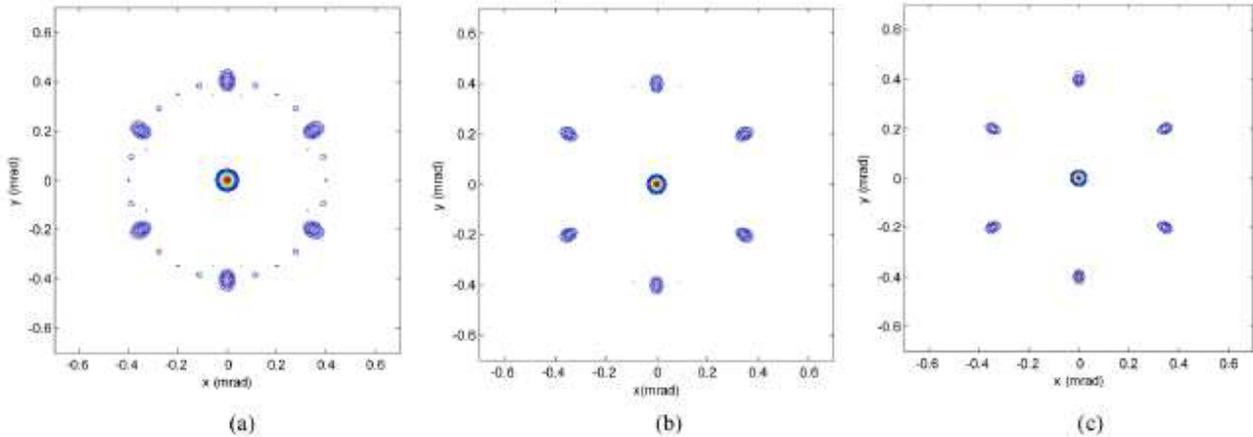


Figure II. 5 : Profils d'intensité en champ lointain issu de la combinaison cohérente de lasers disposés dans une matrice hexagonale avec 61 (a), 91 (b) et 127 (c) lasers. [2]

Le paramètre M^2 augmente avec le nombre de lasers, le M^2 valant respectivement 4.31, 5.12 et 6.25. Cela tend à prouver que la qualité du faisceau combiné se dégrade. Or, la densité de puissance dans le lobe central croît avec le nombre de lasers, tendant alors à prouver que la qualité augmente. Par ailleurs, les lobes secondaires sont plus importants pour la configuration à 61 lasers alors que celle-ci présente le meilleur M^2 . Le paramètre M^2 n'est pas un critère pertinent pour juger de la qualité de la combinaison cohérente. Il est également difficile à utiliser : en effet, la mesure du paramètre M^2 d'un profil non gaussien, non uniforme et présentant de multiples lobes est encore sujette à controverse et pour le moins délicate [5].

Dans la suite du travail, nous ne considérerons pas le paramètre M^2 comme un bon critère pour juger la qualité d'un faisceau combiné et nous n'y ferons plus référence.

2.2 RAPPORT DE STREHL

Introduit par Strehl en 1902, le rapport de Strehl est classiquement utilisé pour quantifier l'écart par rapport à la limite de diffraction d'un système optique réel mono-pupillaire présentant des imperfections. Il est également couramment utilisé dans la littérature pour des sources multi-pupillaires comme c'est le cas en combinaison cohérente. Il est égal au rapport, en champ lointain sur l'axe optique, entre les intensités de la pupille à tester et de celle que l'on obtiendrait si on éclairait uniformément la même pupille avec la même quantité d'énergie.

D'après [1], le rapport de Strehl vaut :

$$S = \frac{I(0,0)}{I_{ref}(0,0)} = \frac{\left| \int_0^{2\pi R} \int_0^{2\pi R} a(r, \theta) \exp[i\phi(r, \theta)] r dr d\theta \right|^2}{\pi R^2 \int_0^{2\pi R} \int_0^{2\pi R} |a(r, \theta)|^2 r dr d\theta} \quad (18)$$

avec R le rayon de la pupille, $a(r, \theta) \exp[i\phi(r, \theta)]$ l'amplitude complexe du champ proche au niveau de la pupille de référence.

On peut aussi le calculer directement en exprimant le champ lointain pour un éclaircissement uniforme de la pupille de référence. On obtient une tâche d'Airy dont l'expression est :

$$I_{ref}(s_x, s_y) = I_{Airy}(s_x, s_y) = \frac{1}{2} \frac{1}{\lambda^2} nc \epsilon_0 |E_{o,ref}|^2 (\pi R^2)^2 \left| \frac{J_1(2\pi R \sqrt{s_x^2 + s_y^2})}{\pi R \sqrt{s_x^2 + s_y^2}} \right|^2 \quad (19)$$

avec $E_{o,ref} = \sqrt{\frac{2NP_0}{nc\epsilon_0\pi R^2}}$ et N le nombre d'émetteurs.

Ainsi,

$$I_{Airy}(0,0) = \frac{1}{\lambda^2} NP_0 \pi R^2 \quad (20)$$

Or, d'après (17), l'intensité sur l'axe pour une combinaison cohérente parfaite vaut :

$$I(0,0) = \frac{1}{\lambda^2} N^2 P_0 \pi 2w_0^2 \quad (21)$$

Le rapport de Strehl vaut donc :

$$S = \frac{N2w_0^2}{R^2} \quad (22)$$

Le rapport de Strehl est bien adapté pour certaines applications comme l'astronomie ou les télécommunications optiques qui utilisent un détecteur de petite taille placé à grande distance et devant recevoir une intensité lumineuse maximale. Cependant, pour les applications de combinaison cohérente, ce critère peut susciter quelques interrogations. En effet, le rapport de Strehl réduit la figure d'interférence à un seul point sur l'axe optique et le compare à celui d'un flux de même puissance traversant une pupille de référence. Cette dernière est donc un élément capital dans le calcul du rapport de Strehl et donc dans la détermination de l'efficacité de la combinaison. En effet, tout comme pour la définition du taux de remplissage où le choix de l'aire de référence conditionne la valeur obtenue, le choix de la pupille de référence est fondamental dans le calcul du rapport de Strehl.

Par ailleurs, on trouve souvent la volonté de faire coïncider le rapport de Strehl avec le taux de remplissage ce qui oriente les choix de la référence. On trouve souvent dans la littérature ([1] par exemple) des artifices de calculs dans le choix de la pupille de référence. Soit les sous-pupilles considérées dans le calcul du taux de remplissage ont un waist valant $w'_0 = \sqrt{2}w_0$, soit la pupille de

référence a un rayon égal à $R' = \frac{R}{\sqrt{2}}$. Dans un cas, on augmente la taille des sous-pupilles, dans l'autre

on diminue la pupille de référence. A chaque fois, le taux de remplissage est multiplié par un facteur 2 et donc égal au rapport de Strehl. On notera également que le rapport de Strehl est parfois défini à partir d'un éclaircissement gaussien de la pupille de référence [6][7]. Cette définition conduit à une valeur différente de ce critère. Pour notre part, nous considérons que toutes les pupilles sont circulaires. Le taux de remplissage est donné par la définition du cas (c) du paragraphe 1.1.2 et la pupille de référence par l'équation (5) dans le cas d'un réseau rectangulaire de fibres.

En comparant (3) et (22), on remarque que :

$$S = 2F_{fil,c} \quad (23)$$

Le rapport de Strehl est égal au double du taux de remplissage.

Il est donc crucial de déterminer de la même manière la pupille de référence et d'être vigilant quant à sa définition quand on compare les rapports de Strehl trouvés dans la littérature.

L'utilisation du rapport de Strehl présente un autre inconvénient : le critère utilise uniquement l'intensité au centre de la figure en champ lointain. On réduit ainsi une figure d'interférence en trois dimensions à un point unique et on ne dispose d'aucune information sur la répartition spatiale d'intensité.

A titre d'exemple, Zhou et al. [2] ont montré que deux configurations distinctes de champ proche peuvent générer en champ lointain des intensités sur l'axe sensiblement égales, bien que les répartitions spatiales de puissance soient différentes (Figure II. 6). Quand le facteur de vide augmente (pupille moins densifiée), le profil en champ lointain se dégrade alors que l'intensité sur l'axe varie peu. Cela conduit les auteurs à remettre en cause ce critère. Cependant, ils tirent leur conclusion de la valeur de l'intensité sur l'axe, ce qui ne correspond pas au rapport de Strehl. En effet, en augmentant le facteur de vide, on doit également augmenter le rayon de la pupille de référence. Et comme l'intensité sur l'axe de la tâche d'Airy est proportionnelle à R^2 , celle-ci augmente avec R entraînant la diminution du rapport de Strehl.

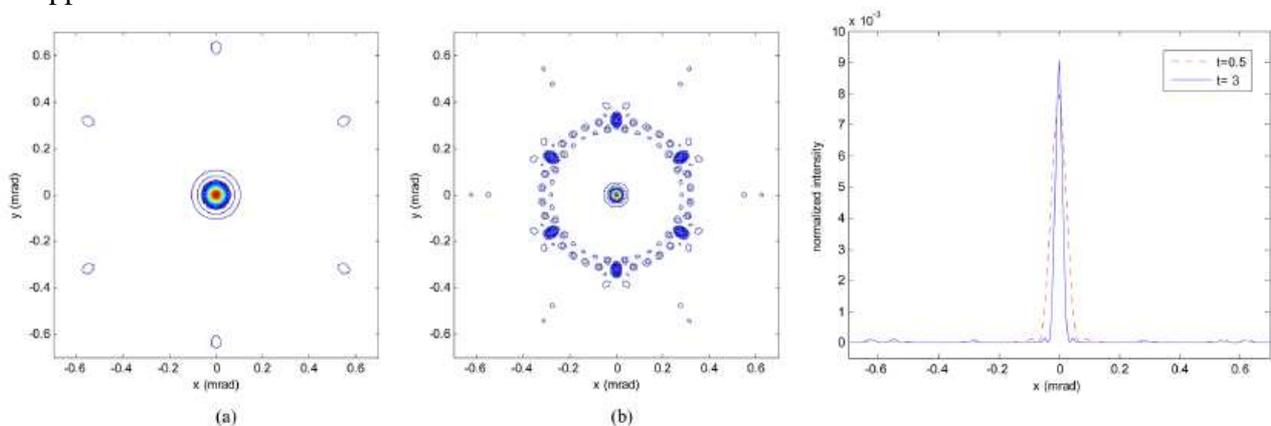


Figure II. 6 : Profil d'intensité en champ lointain pour une pupille circulaire avec un facteur de vide de $t = 0.5$ (a) et $t = 3$ (b). Une coupe en $y = 0$ est représentée sur la figure de droite. [2]

Reprenons, les trois exemples présentés au paragraphe 1.3. Le champ proche est constitué pour les trois cas de quatre émetteurs, tous parfaitement en phase, avec une distance inter-fibre identique. L'intensité sur l'axe est égale dans les trois cas (Figure II. 4 et Figure II. 7). En revanche, le rapport de Strehl vaut 55% en configuration carrée, 27% en configuration losange et 16% en configuration linéaire. Il varie bien que l'intensité sur l'axe soit la même. Cela est dû à la variation de la taille de la pupille de référence et des taux de remplissage ce qui entraîne une variation de la tâche d'Airy de référence (cf Figure II. 7).

Le rapport de Strehl ne s'intéresse qu'au seul point central de la figure d'interférence. Il ne fournit que peu d'informations sur la répartition spatiale de puissance. Il est en outre très dépendant de la définition prise concernant la pupille de référence. On peut obtenir des situations où la variation du rapport de Strehl n'est pas due à la variation de l'intensité sur l'axe mais à la seule variation de la pupille de référence. De ce fait, il est difficilement utilisable en absolu mais plutôt en relatif. Toutefois, comme il est couramment utilisé dans la littérature, nous avons jugé important de l'inclure dans notre étude tout en gardant à l'esprit ses limites. Nous veillons à garder toujours la même définition de la pupille de référence, celle présentée dans l'équation (5).

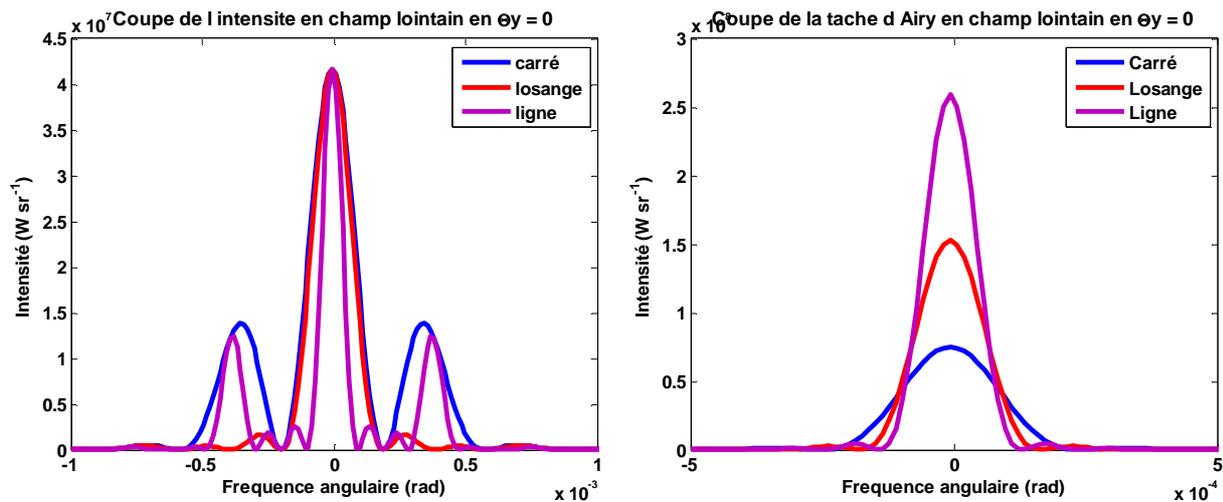


Figure II. 7 : Coupe de l'intensité en champ lointain et de la tâche d'Airy pour les trois cas présentés au paragraphe 1.3

Pour juger de l'efficacité de combinaison de faisceaux, on utilise fréquemment des critères basés sur la mesure de la fraction de puissance délivrée en champ lointain dans une zone donnée (en anglais « power in the bucket »). Nous allons présenter trois critères de ce type.

2.3 TAUX DE COMBINAISON

Le taux de combinaison mesure la fraction de puissance contenue dans le lobe principal :

$$T_c = \frac{P_{lobe\ principal}}{P_{total}} = \frac{\iint_{lobe} I(\theta_x, \theta_y) d\theta_x d\theta_y}{\iint_{\infty} I(\theta_x, \theta_y) d\theta_x d\theta_y} \quad (24)$$

Si on reprend les trois exemples présentés au paragraphe 1.3, le taux de combinaison vaut 34% en configuration carrée, 33.5% en configuration losange et atteint 52,5% en configuration linéaire. Le taux de combinaison est meilleur en configuration linéaire, ce qui se traduit par une fraction de puissance dans les lobes secondaires moindre que pour les deux autres configurations. Ces résultats sont différents de ceux obtenus sur la base du rapport de Strehl.

Ce critère se rapproche de la définition de rendement puisqu'il mesure la quantité de puissance disponible dans le lobe principal après combinaison. Le reproche que l'on peut faire à ce critère est qu'il ne donne aucune information sur les dimensions du lobe principal et donc sur la densité de puissance. En le couplant avec des mesures de taille angulaire du lobe central, il gagnerait encore plus en pertinence. C'est pourquoi les prochains critères tiennent compte de l'ouverture angulaire.

2.4 BEAM PROPAGATION FACTOR (BPF)

Pour mesurer l'efficacité des techniques de combinaison de lasers, la DARPA a proposé un critère qui s'appelle le Beam Propagation Factor (BPF) [8]. Il s'agit du rapport entre la puissance contenue dans une certaine zone A et la puissance totale :

$$BPF = \frac{P_{ADL}}{P_{total}} = \frac{\iint_A I(\theta_x, \theta_y) d\theta_x d\theta_y}{\iint_{\infty} I(\theta_x, \theta_y) d\theta_x d\theta_y} \quad (25)$$

avec

$$A = 2.4A_{DL}$$

et

$$A_{DL} = (\pi/4)(\theta_{DL}z)^2 \text{ et } \theta_{DL} = 2.44\lambda/D \quad (26)$$

D est l'ouverture de la pupille et z la focale de la lentille permettant la transformation en champ lointain. Ce critère est voisin du taux de combinaison mais la zone d'intégration correspond, non pas au lobe principal, mais à une zone de rayon 1,2 fois le rayon de la tâche d'Airy, correspondant à la limite de diffraction du système.

Zhou et al. [2] ont étudié en détail ce critère et le considèrent comme le critère le plus pertinent pour juger de la qualité de la combinaison. Ils le proposent en remplacement des critères traditionnels M^2 et rapport de Strehl. Toutefois, comme le rapport de Strehl, ce critère nécessite la définition d'une pupille de référence et est sensible aux variations de celle-ci. Il faut donc faire attention à la définition de la pupille de référence. Il s'agit d'un critère à utiliser plutôt en relatif qu'en absolu.

On trouve également dans la littérature [9] un critère voisin appelé Beam Quality : $BQ = \sqrt{f_{DL}/f}$ avec f_{DL} la fraction de puissance disponible contenue dans une zone de rayon λ/D et f celle contenue dans cette même zone par un éclairage théorique uniforme de la pupille de référence. Cela juge donc plus de la qualité de la combinaison par rapport à une source de même puissance mais mono-pupillaire plutôt que le rendement intrinsèque de la combinaison. Nous n'utiliserons pas le BQ par la suite.

2.5 MASK ENCIRCLED POWER (MEP)

Pour s'affranchir des problèmes de définition de la pupille de référence, nous introduisons un nouveau critère : le rapport de masque ou mask encircled power (MEP). Il est défini comme la quantité de puissance contenue dans une zone d'ouverture angulaire donnée divisée par la puissance totale disponible. A l'inverse du rapport de Strehl et du BPF, le MEP est défini dans une zone fixe, correspondant par exemple à la taille d'une cible à une distance donnée. Elle est indépendante de la taille de la pupille et définie uniquement à partir des paramètres de la cible. Ainsi on se base sur une référence fixe quelle que soit la pupille de sortie du système de combinaison cohérente. Ce critère s'appuie sur les performances attendues pour une application donnée. Il est particulièrement bien adapté pour les applications haute énergie sur cible où l'on cherche à déposer le maximum de puissance dans une zone de dimension bien définie.

L'intérêt de ce critère est que son évaluation en absolu est pertinente, à condition de connaître l'application visée. En effet, comme la référence ne s'adapte pas au système mais est définie par rapport à la cible visée, ce critère présente l'avantage de comparer, sur une base commune, des systèmes de combinaison complètement différents. Il permet d'évaluer l'influence de différents paramètres « système », y compris au niveau de la longueur d'onde choisie. Ainsi, nous avons modélisé la combinaison cohérente de quatre fibres parfaitement en phase et ce pour trois longueurs d'onde différentes $\lambda=1\ \mu\text{m}$, $\lambda=1,5\ \mu\text{m}$ et $\lambda=2\ \mu\text{m}$. La longueur d'onde est l'unique paramètre variable, tous les autres sont identiques dans les trois systèmes. Nous avons alors calculé le rapport de Strehl, le taux de combinaison, le BPF et le MEP. Deux tailles angulaires de cible ont été prises, la première de diamètre de 0,4 mrad et la deuxième de diamètre égal à 0,6 mrad. Ces tailles correspondent respectivement à la taille de l'ouverture angulaire du BPF pour un système fonctionnant à 1 μm et 1,5 μm (cf. Figure II. 8).

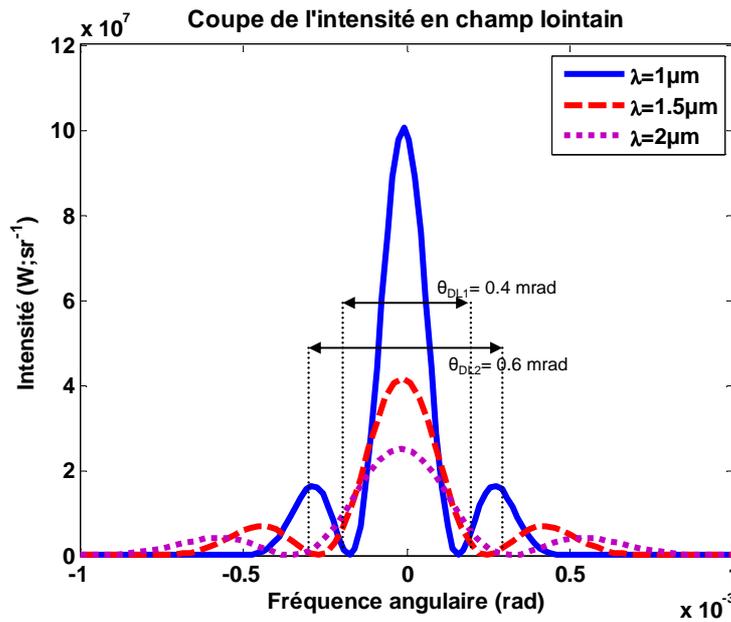


Figure II. 8 : Coupes des intensités en champ lointain pour trois longueurs d'onde différentes. Les deux zones angulaires utilisées pour le calcul du MEP sont indiquées en pointillés

La configuration géométrique en champ proche étant la même pour les trois longueurs d'onde, le rapport de Strehl, le taux de combinaison et le BPF sont identiques (Tableau II. 1). En effet, même si la taille du faisceau combiné augmente avec la longueur d'onde, la dimension de la zone d'intégration (lobe central ou tâche d'Airy) augmente dans les mêmes proportions, rendant ces critères invariant en longueurs d'onde. En revanche, la référence du MEP est identique pour les trois cas et correspond à la taille de la cible choisie (ici une cible de 40 et 60 cm à 1 km). En augmentant la longueur d'onde, le lobe central de la figure d'interférence s'élargit, ce qui diminue la puissance contenue dans la zone cible.

λ (μm)	Rapport de Strehl (%)	Taux de combinaison (%)	BPF (%)	MEP $\Theta=0,4$ mrad (%)	MEP $\Theta=0,6$ mrad (%)
1	82	57	61	61	80
1,5	82	57	61	56	61
2	82	57	61	46	58

Tableau II. 1 : Critères de qualité pour la combinaison de quatre fibres parfaitement en phase à trois longueurs d'onde différentes

Le MEP permet de juger de la qualité de la combinaison cohérente par rapport à une cible donnée. Il permet de comparer les systèmes par rapport à une référence fixe et évite ainsi les problèmes liés à la définition de la pupille de référence. Toutefois, il convient de noter qu'il faut tout de même être vigilant quant à son emploi puisque toute l'énergie contenue dans la cible est comptabilisée, qu'elle soit répartie en un unique lobe central ou en une multitude de lobes.

A titre d'exemple, et pour une même combinaison, nous augmentons progressivement la zone cible (Figure II. 9). Le rayon de la zone cible augmente jusqu'à intégrer l'ensemble du lobe central (zone A). Le MEP est alors égal au taux de combinaison. Après stabilisation, il augmente légèrement en intégrant les « rebonds » du lobe central, que l'on appelle également lobes de diffraction (zone B). Ensuite, on intègre de plus en plus de lobes secondaires ce qui se traduit par un fort accroissement du

MEP (zone C). Enfin, à partir d'une certaine dimension, la cible englobe la quasi-totalité de la figure d'interférence (zone D).

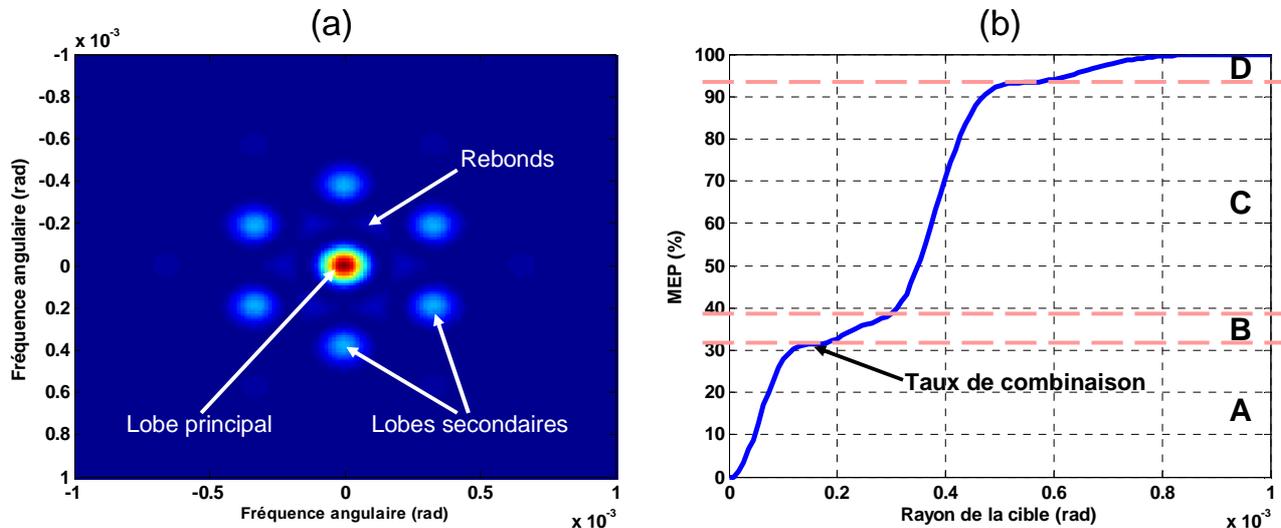


Figure II.9 : Figure d'interférence en champ lointain (a) et évolution de la fraction de puissance contenue dans la cible (MEP) en fonction de la taille de cette dernière (b)

2.6 AUTRES CRITERES D'EFFICACITE

Des critères complémentaires peuvent être utilisés pour affiner le jugement obtenu par les précédents critères, en particulier pour obtenir une meilleure information sur la répartition et la densité de puissance. Comme il a été indiqué on peut, par exemple, prendre en compte la dimension du lobe principal en complément du taux de recombinaison.

Il est également possible de compter le nombre de lobes, par exemple, en répertoriant tous les lobes dont le pic d'intensité est supérieur à 0,1 fois l'intensité maximale. On les hiérarchise ensuite en fonction de la puissance qu'ils contiennent. On distingue ainsi les lobes principaux (en général un seul, le plus intense) et les lobes secondaires. Ces nombres sont toutefois à prendre avec prudence. En effet, ce n'est pas parce qu'on obtient un faible nombre de lobes secondaires que cela préfigure d'une bonne combinaison cohérente. Au contraire, il est possible d'avoir une concentration de toute la puissance ne participant pas au lobe principal en un point chaud, ce qui peut être dommageable pour l'application visée. On définit alors le taux de combinaison secondaire comme la puissance contenue dans les lobes secondaires divisée par la puissance totale et par le nombre de lobes secondaires. Ce critère permet de quantifier la dispersion de puissance dans les lobes secondaires.

De même, on définit un critère « écart » qui mesure le rapport entre l'intensité maximale du lobe principal et celle du premier lobe secondaire. Un « écart » important signifie un aplatissement rapide et donc l'absence de points chauds. Il présage ainsi d'une bonne qualité de combinaison.

Enfin, le critère « distance », donné en radians, mesure la distance angulaire entre le pic d'intensité du lobe principal et celui du premier lobe secondaire. Ce critère dépend essentiellement de la disposition géométrique choisie en champ proche.

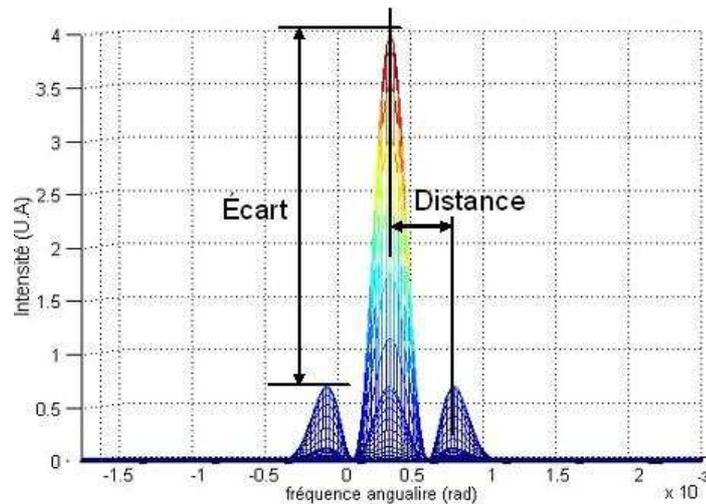


Figure II. 10 : Définition des critères écart et distance

Signalons que J. Lhermitte définit, quant à lui, le critère K comme étant le rapport des puissances crêtes, relevées sur l'axe de propagation, en champ lointain résultant de la combinaison cohérente et incohérente [7].

2.7 CONCLUSION

Nous avons vu qu'il existe de nombreux critères pour juger de la qualité de la combinaison cohérente d'un système laser. Le rapport de Strehl, couramment utilisé en optique adaptative, est sujet à discussion dans le domaine de la combinaison de faisceaux. Les autres critères principaux rendent compte de la fraction de puissance intégrée dans une zone donnée. Cette zone peut être le lobe central (taux de combinaison), ou définie par rapport à une pupille de référence (BPF). Nous avons introduit un critère orienté vers le besoin applicatif : le MEP, où la zone d'intégration correspond à une zone cible donnée. Tous présentent des avantages et des inconvénients. Ils sont à choisir en fonction de l'application visée. Ainsi, le MEP est bien adapté pour les applications de déposition d'énergie sur cible tandis que le taux de combinaison mesure simplement le rendement du système indépendamment de l'application. Chacun donne une information différente sur la figure d'interférence obtenue. L'ensemble de ces informations permet alors de juger la qualité et l'efficacité de la combinaison. Des critères complémentaires peuvent parfois être utilisés pour affiner le jugement et obtenir une information plus précise sur la répartition de puissance, notamment au niveau des lobes secondaires.

Par la suite et afin de les comparer, nous nous efforcerons de calculer à chaque fois les quatre critères principaux qui sont : rapport de Strehl, taux de combinaison, BPF et MEP. Si besoin, ces résultats seront complétés par des critères secondaires, en particulier « écart » et taux de combinaison secondaire. Nous allons maintenant étudier l'influence de certains paramètres sur la qualité de la combinaison.

3 INFLUENCE DES PARAMETRES SUR L'EFFICACITE DE LA COMBINAISON COHERENTE

Nous nous intéressons à l'influence des paramètres définissant la matrice de fibres sur l'efficacité de la combinaison cohérente. Nous choisissons d'étudier plus particulièrement l'influence des paramètres suivants : le déphasage relatif entre les sources laser, la disposition géométrique des faisceaux élémentaires et leurs puissances respectives.

Pour toutes les simulations, et sauf mention contraire, nous utilisons des fibres monomodes à saut d'indice émettant à $1,55 \mu\text{m}$, de rayon de cœur égal à $4 \mu\text{m}$ et d'ouverture numérique 0,12. Chaque faisceau est collimaté par une lentille de distance focale 10 mm, soit un waist d'environ 1 mm au niveau du plan image de la lentille qui sert à déterminer la pupille de référence. Les fibres sont espacées de 3 mm. On rappelle également que l'on fait l'hypothèse de faisceaux gaussiens, de même polarisation et parfaitement cohérents entre eux. Enfin, chaque fibre véhicule une puissance de 1 W continu.

3.1 INFLUENCE DES DEPHASAGES ENTRE LES SOURCES

Il semble évident que la phase relative entre les émetteurs est un paramètre important puisqu'elle détermine si les interférences sont constructives. Nous cherchons à quantifier l'influence de ce paramètre sur la qualité de la mise en phase.

3.1.1 Variation des déphasages entre les sources

Nous nous intéressons tout d'abord à la phase relative d'une des fibres alors que toutes les autres sont parfaitement en phase. En pratique, ce phénomène se produit quand, par exemple, l'asservissement d'un des émetteurs décroche. Pour cela, nous réalisons la combinaison de quatre fibres disposées aux sommets d'un carré de 3 mm de côté. Trois des fibres sont parfaitement en phase avec une phase nulle, tandis que la fibre, appelée fibre n°2, décroche, c'est-à-dire que nous faisons varier sa phase entre 0 et π (ie différence de chemin optique entre 0 et $\lambda/2$). L'évolution du champ lointain pour différentes valeurs de déphasage est donnée en Figure II. 11. Plus le déphasage est grand, plus une fraction importante de la puissance est transférée vers les lobes secondaires et plus les lobes intenses s'éloignent du centre de la figure. Pour un déphasage de π , la fibre n°2 est en opposition de phase avec les trois autres fibres. Les interférences sont donc destructives et le lobe central est alors scindé en deux.

Cette évolution impacte les valeurs des critères principaux qui décroissent au fur et à mesure que le déphasage augmente. La diminution est maximale pour le rapport de Strehl qui ne prend en compte que le point central de la figure, point qui est quasiment en interférence destructive pour un déphasage de π . Les autres critères intègrent la puissance dans une zone de diamètre donné, ils sont donc moins sensibles. Pour de forts déphasages, plusieurs lobes contiennent des puissances équivalentes : par exemple dans le cas (f), on ne considère qu'un seul des lobes pour le calcul des critères.

Remarque : On rappelle qu'il faut considérer la phase relative entre les émetteurs c'est-à-dire modulo 2π . C'est pourquoi nous nous sommes limités à une variation sur sa moitié de 0 à π . Pour un déphasage de 2π , on se retrouve avec des émetteurs parfaitement en phase et des interférences complètement constructives.

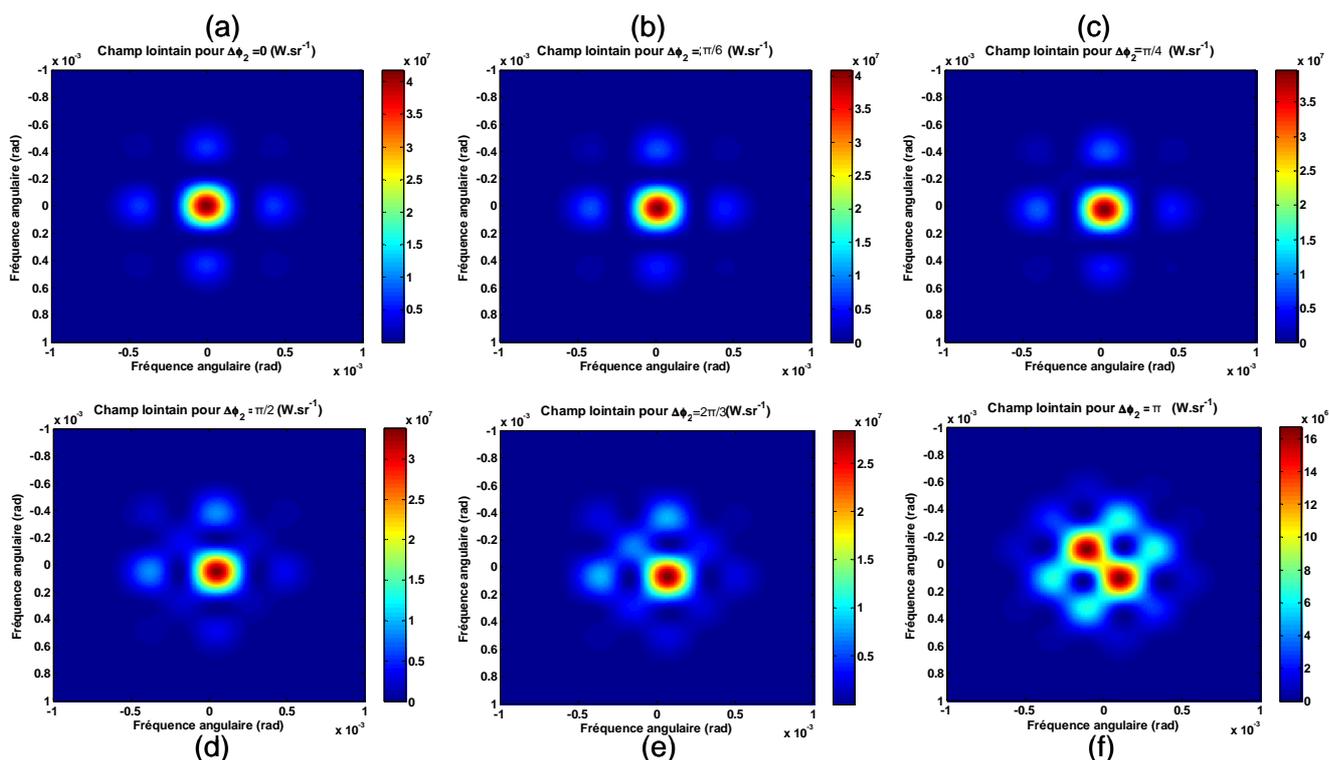


Figure II. 11 : Evolution de la figure d'interférence en champ lointain en fonction de la différence de phase de la fibre n°2 pour une matrice de 4 fibres en carré : (a) $\Delta\phi_2=0$, (b) $\Delta\phi_2=\pi/6$ ($\lambda/12$), (c) $\Delta\phi_2=\pi/4$ ($\lambda/8$), (d) $\Delta\phi_2=\pi/2$ ($\lambda/4$), (e) $\Delta\phi_2=2\pi/3$ ($\lambda/3$), (f) $\Delta\phi_2=\pi$ ($\lambda/2$)

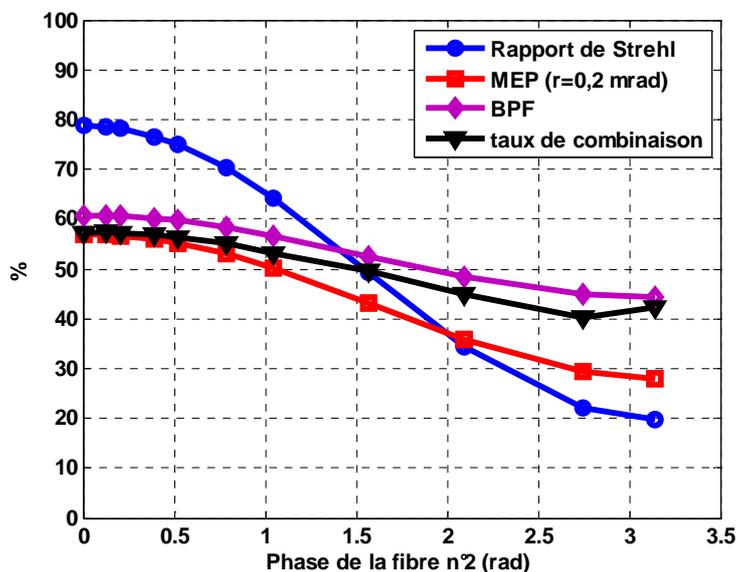


Figure II. 12 : Critères d'efficacité de la combinaison cohérente de 4 fibres en fonction de la différence phase de la fibre n°2

Pour évaluer l'influence de la position de la fibre qui décroche, nous avons considéré une matrice carrée régulière à neuf fibres. Deux configurations sont étudiées. La première, représentée en traits pleins sur la Figure II. 13 (c), correspond à la variation de la phase de la fibre centrale seule. La

deuxième configuration, en traits pointillés, correspond à une variation de la phase d'une fibre extérieure située à un des coins de la matrice.

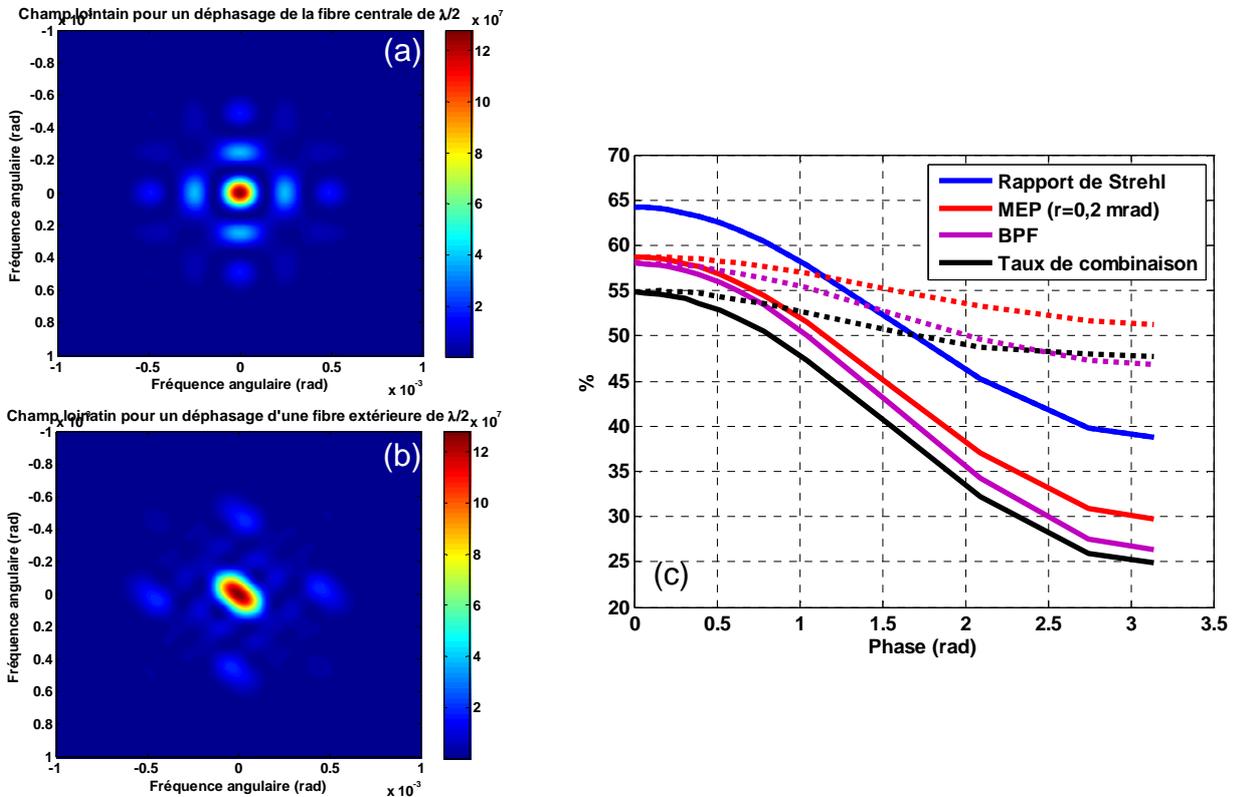


Figure II. 13 : Combinaison cohérente d'une matrice carrée de 9 fibres. Exemples de champ lointain pour un déphasage de π ($\lambda/2$) de la fibre centrale (a) et un déphasage de π ($\lambda/2$) d'une fibre extérieure (b). Evolution des critères (c) en fonction du déphasage de la fibre centrale (traits pleins) et d'une fibre extérieure (traits pointillés). Pour le rapport de Strehl, les courbes en pointillés et en trait plein sont confondues.

Pour une meilleure efficacité, il est préférable d'être dans la deuxième configuration. En effet, les critères BPF, MEP et taux de combinaison subissent alors une diminution moindre par rapport à la première configuration où la fibre centrale décroche. En effet, la déformation de la figure d'interférence n'est pas identique (Figure II. 13 (a et b)). Elle se fait de manière symétrique, en privilégiant l'augmentation des lobes secondaires, dans la première configuration. Dans le deuxième cas, c'est le lobe principal qui se déforme et s'allonge dans la direction déterminée par la position de la fibre dont la phase varie. Ici elle est située en haut à gauche. La variation s'accroît avec le nombre de fibres au voisinage de la fibre qui se déphase. Il vaut donc mieux que ce soit une fibre extérieure plutôt qu'une fibre centrale. Cela signifie également qu'en pratique il vaut mieux que la fibre de référence se trouve au milieu de la matrice, avec le plus de voisines possibles.

En revanche, le rapport de Strehl reste constant quelle que soit la fibre dont la phase varie. La perte d'intensité sur l'axe est égale et comme la pupille de référence ne varie pas avec le déphasage, on obtient donc le même rapport de Strehl. Cela montre le défaut d'information contenue dans ce critère pour la combinaison cohérente.

Nous procédons de même pour une matrice de 25 fibres. La combinaison cohérente est alors moins sensible au décrochage d'une seule fibre. L'amplitude de variation des quatre principaux critères diminue quand le nombre de fibres augmente et devient peu sensible à la position de la fibre qui décroche. Plus le nombre de fibres est important, moins la variation de phase d'une fibre a de

conséquences sur la qualité de la combinaison : le déphasage d'une seule fibre tend à devenir une perturbation de faible envergure dont le poids de sa phase tend à être inversement proportionnel au nombre de fibres.

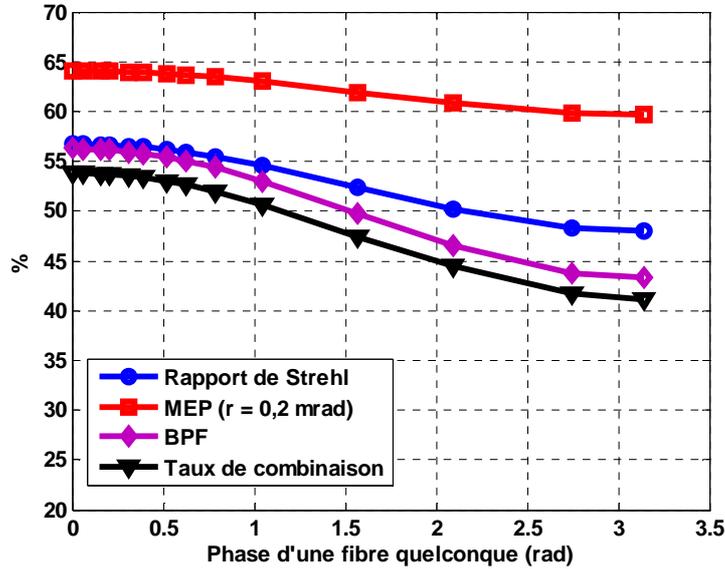


Figure II. 14 : Evolution des la combinaison cohérente de 25 fibres en fonction de la différence de phase d'une fibre quelconque

3.1.2 Différence de phase résiduelle

Comme nous l'avons vu précédemment, en pratique, la combinaison cohérente n'est jamais parfaite. Une différence de phase résiduelle entre les émetteurs persiste. Pour la modéliser, nous l'avons considérée comme une variable statistique de moyenne nulle et d'écart-type σ_ϕ .

Dans ces conditions, le rapport de Strehl présente l'avantage de pouvoir être évalué analytiquement en procédant au calcul théorique du champ lointain perturbé par une différence de phase résiduelle. On ne considère que des variables statistiques non corrélées entre elles. On rappelle l'équation du champ lointain donnée en équation (16) pour une matrice carrée de N fibres avec $N=N_x N_y$, avec des pas horizontaux et verticaux d_x et d_y .

$$N\tilde{F}(s_x, s_y) = \tilde{\Psi}(s_x, s_y) N\tilde{F}_{jk}(s_x, s_y) = \pi w_0^2 \exp[-\pi^2 w_0^2 (s_x^2 + s_y^2)] \sum_{j=1}^{N_x} \sum_{k=1}^{N_y} C \cdot \exp[2\pi i (j d_x s_x + k d_y s_y)] e^{i\phi_{jk}}$$

Cette équation peut être séparée en un terme correspondant à l'enveloppe gaussienne de la figure d'interférence : $\exp[-\pi^2 w_0^2 (s_x^2 + s_y^2)]$ et un terme correspondant à une fonction périodique modulant l'enveloppe pour y faire apparaître les lobes d'interférence :

$$\sum_{j=1}^{N_x} \sum_{k=1}^{N_y} C \cdot \exp[2\pi i (j d_x s_x + k d_y s_y)] e^{i\phi_{jk}} .$$

Pour commencer, nous calculons la fonction périodique de la figure. Le développement pour la fonction enveloppe est le même que celui développé au paragraphe 1.2.2. On rappelle par ailleurs que tous les émetteurs véhiculent la même puissance P_0 . La modulation spatiale moyenne de l'intensité par la fonction périodique est alors :

$$I_{\text{perturbé}}^{\text{réseau}}(s_x, s_y) = \left\langle \left| \sum_{j=1}^{N_x} \sum_{k=1}^{N_y} C \exp[i2\pi(jd_x s_x + kd_y s_y)] \exp(i\phi_{jk}) \right|^2 \right\rangle_{\phi} \quad (27)$$

soit

$$I_{\text{perturbé}}^{\text{réseau}}(s_x, s_y) = C^2 \sum_{j=1}^{N_x} \sum_{k=1}^{N_y} \sum_{l=1}^{N_x} \sum_{m=1}^{N_y} \exp[i2\pi d_x s_x (j-l)] \exp[i2\pi d_y s_y (k-m)] \left\langle \exp[i(\phi_{jk} - \phi_{lm})] \right\rangle_{\phi} \quad (28)$$

En introduisant, la variance de la différence de phase, on a alors [11] :

$$\left\langle \exp[i(\phi_{jk} - \phi_{lm})] \right\rangle_{\phi} = \exp[-(1 - \delta_{jl} \delta_{km}) \sigma_{\phi}^2] \quad (29)$$

Ainsi en réinsérant l'enveloppe dans l'expression de l'intensité totale, on obtient :

$$I_{\text{perturbé}}(s_x, s_y) = \frac{2P_0}{\lambda^2} \pi w_0^2 \exp[-2\pi^2 w_0^2 (s_x^2 + s_y^2)] \left[\frac{\sin^2(\pi N_x d_x s_x)}{\sin^2(\pi d_x s_x)} \frac{\sin^2(\pi N_y d_y s_y)}{\sin^2(\pi d_y s_y)} \exp(-\sigma_{\phi}^2) + N_x N_y (1 - \exp(-\sigma_{\phi}^2)) \right] \quad (30)$$

En calculant $I_{\text{perturbé}}(0,0)$ et en utilisant l'équation (19), on peut calculer le rapport de Strehl perturbé par la différence de phase résiduelle :

$$S_{\text{perturbé}} = 2 \frac{N_x N_y w_0^2}{R^2} \left[\exp(-\sigma_{\phi}^2) + \frac{1 - \exp(-\sigma_{\phi}^2)}{N_x N_y} \right] \quad (31)$$

En comparant avec la valeur du rapport de Strehl non perturbé S de l'équation (22), on obtient alors :

$$S_{\text{perturbé}} = S \left[\exp(-\sigma_{\phi}^2) + \frac{1 - \exp(-\sigma_{\phi}^2)}{N_x N_y} \right] \quad (32).$$

Pour une différence de phase résiduelle de $\lambda/10$, on constate une baisse de 25% du rapport de Strehl. C'est pourquoi on considère parfois que la mise en phase est effective si la différence de phase résiduelle est inférieure à $\lambda/10$.

On remarque également que pour un grand nombre de fibres, le rapport de Strehl peut être approximé par :

$$S_{\text{perturbé}} = \exp(-\sigma_{\phi}^2) \quad (33)$$

De même, pour une erreur de phase résiduelle élevée, il peut être approximé par :

$$S_{\text{perturbé}} = \frac{1}{N_x N_y} \quad (34).$$

Cette valeur est égale à celle obtenue dans le cas de sommation incohérente, soit 4% pour 25 fibres.

Remarque : Pour le traitement du cas où les erreurs de phase sont corrélées, le lecteur intéressé se reportera à la référence [11].

Pour évaluer l'influence de la différence de phase résiduelle sur l'ensemble des critères, nous utilisons le code de simulation numérique. Nous procédons à un tirage aléatoire de la phase de chacun des émetteurs. Pour chaque valeur de la différence de phase résiduelle, nous effectuons un nombre conséquent de simulations (typiquement 50) afin de moyennner sur l'ensemble de ces tirages la figure d'interférence et les critères obtenus.

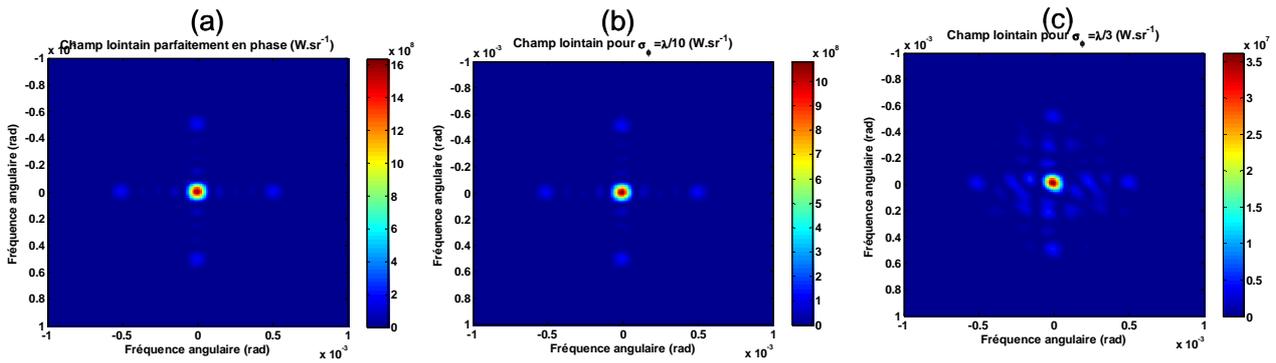


Figure II. 15 : Intensité en champ lointain pour la combinaison cohérente de 25 fibres en matrice carrée pour une différence de phase résiduelle de 0 (a), $\pi/5$ ($\lambda/10$) (b) et $2\pi/3$ ($\lambda/3$) (c)

La Figure II. 15 présente les figures d’interférence de combinaison cohérente de 25 fibres en matrice carrée pour trois valeurs d’écart-types de la phase résiduelle : (a) zéro ie combinaison cohérente parfaite, (b) $\lambda/10$ et (c) $\lambda/3$. Plus la différence de phase est grande, moins la figure d’interférence est contrastée. On constate un étalement de la puissance, notamment vers les lobes secondaires. On remarque également une baisse de l’intensité au centre de la figure, ce qui doit induire une baisse du rapport de Strehl. Cela est confirmé par la Figure II. 16. Quel que soit le critère, on constate une baisse importante de sa valeur quand la différence de phase augmente.

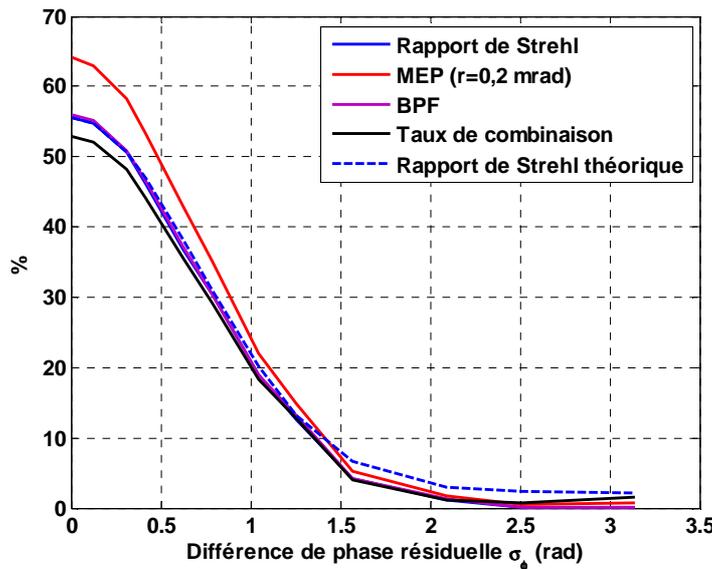


Figure II. 16 : Comparaison des quatre principaux critères en fonction de l’écart-type de la différence de phase résiduelle pour une matrice carrée de 25 fibres.

En traits pointillés est représenté la valeur théorique du rapport de Strehl, pour la même configuration géométrique, obtenue par le calcul analytique (équation (32)). On observe un bon accord entre le rapport de Strehl théorique et celui calculé jusqu’à une différence de phase de $\lambda/6$. Au-delà, le rapport de Strehl s’écarte légèrement de la valeur théorique. Pour ces différences de phase, on ne peut pas considérer la combinaison cohérente comme effective et en pratique la figure d’interférence évolue constamment. Pour avoir la moyenne théorique calculée, il faudrait faire un nombre beaucoup plus important de tirages.

3.1.3 Déviation de faisceaux

Comme nous l'avons vu au Chapitre I, il est possible de dévier le faisceau combiné en imprimant non pas une différence de phase nulle entre les émetteurs, mais une rampe de différences de phase. Cela équivaut à maximiser l'intensité en un point $M(s_{xm}, s_{ym})$ de l'espace en champ lointain. L'intensité ainsi obtenue est égale à :

$$I_{\text{dévié}}(s_x, s_y) = \frac{2P_0}{\lambda^2} \pi w_0^2 \exp[-2\pi^2 w_0^2 (s_x^2 + s_y^2)] \left[\frac{\sin^2(\pi N_x d_x (s_x - s_{xm}))}{\sin^2(\pi d_x (s_x - s_{xm}))} \frac{\sin^2(\pi N_y d_y (s_y - s_{ym}))}{\sin^2(\pi d_y (s_y - s_{ym}))} \right] \quad (35)$$

avec

$$s_{xm} = -\frac{\Delta\phi_x}{2\pi d_x} \quad \text{et} \quad s_{ym} = -\frac{\Delta\phi_y}{2\pi d_y} \quad (36)$$

$\Delta\phi_x$ et $\Delta\phi_y$ étant les pentes des rampes de phase appliquées respectivement sur les axes x et y du réseau de la matrice de fibres. Cette pente est comprise dans l'intervalle $]-\pi; \pi]$, on a donc :

$$\text{Max}(s_m) = \pm \frac{1}{2d}$$

soit des angles de déviation maximale :

$$\theta_{x/\text{max}} = \pm \frac{\lambda}{2d_x} \quad \text{et} \quad \theta_{y/\text{max}} = \pm \frac{\lambda}{2d_y} \quad (37)$$

Le demi-angle de déviation maximale est limité par la moitié de la distance entre le lobe central et le premier lobe secondaire. La résolution est quant à elle limitée par la différence de phase minimale que l'on peut appliquer entre deux fibres consécutives. Enfin, le faisceau combiné est contenu dans l'enveloppe gaussienne, ce qui limite le gain à l'ouverture numérique d'une fibre individuelle $\lambda/\pi w_0$.

La Figure II. 17(a) donne à titre illustratif les déviations de faisceaux que l'on pourrait observer en fonction de la pente de la rampe de phase. La matrice de fibres est constituée de cinq éléments disposés sur une ligne. A cause de l'enveloppe gaussienne à l'intérieur de laquelle le réseau de franges est inscrit, on constate que plus la déviation est importante, moins l'intensité du lobe central est élevée. Cela se traduit par la baisse des valeurs de tous les critères de qualité. Pour une rampe de pas π ($\lambda/2$), on n'observe plus de lobe principal mais deux lobes secondaires équivalents. En effet, chacune des fibres est alors en opposition de phase avec ses voisines. Le centre de la figure est alors pratiquement noir. La déviation de faisceau est donc limitée mais peut permettre de réaliser néanmoins du pointage fin de cible.

Il est important de noter que pour juger de la déviation en termes de performances et d'appréciation des différents critères d'efficacité, il est nécessaire de suivre le déplacement du lobe principal de la figure d'interférence. Ainsi, on peut évaluer l'influence de l'enveloppe gaussienne sur l'efficacité de combinaison. Les critères sont donc mesurés non plus à partir du point central (rapport de Strehl) ou d'une zone d'intégration autour du pont central (BPF et MEP) mais centrés sur le point d'intensité maximale du lobe ainsi dévié. La Figure II. 17(b) présente ainsi les quatre principaux critères calculés à l'endroit du faisceau dévié. Plus la pente de la rampe est importante, plus la baisse de l'ensemble des critères est prononcée. Cela est dû à l'effet de l'enveloppe gaussienne qui a pour conséquence de réduire la puissance du lobe principal quand on s'éloigne du centre de la figure.

La combinaison cohérente permet de dévier le faisceau et de réaliser du suivi de cible. Néanmoins, l'angle de déviation est limité et s'accompagne nécessairement d'une baisse d'efficacité.

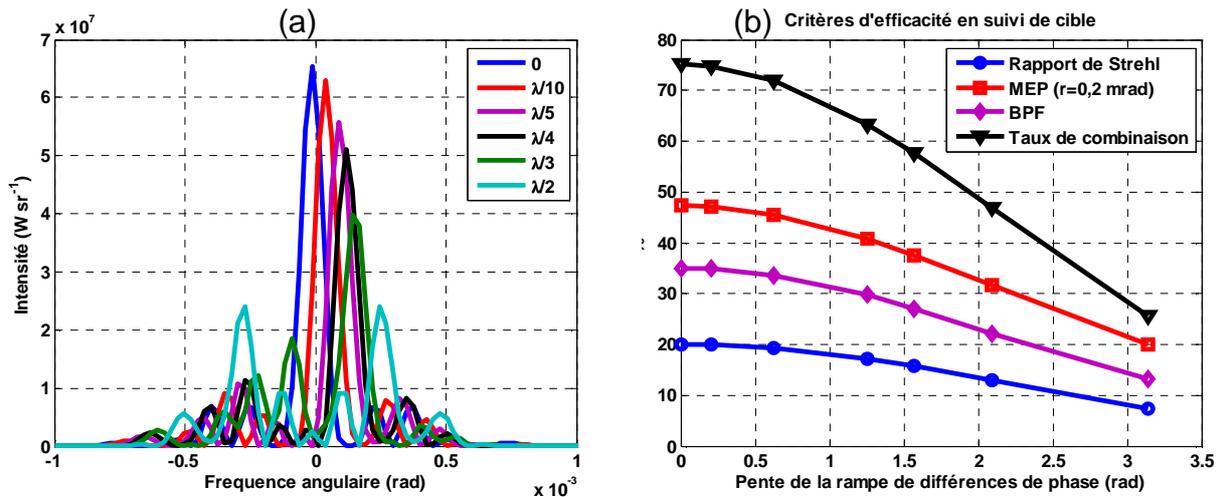


Figure II. 17 : Combinaison cohérente de cinq fibres en ligne. Coupe du champ lointain en fonction du déphasage entre deux fibres consécutives (a). Comparaison des critères de qualité pris au niveau du pic d’intensité (b)

3.2 INFLUENCE DE LA CONFIGURATION GEOMETRIQUE DES FIBRES

La configuration géométrique est également un paramètre important. Elle détermine le taux de remplissage de la pupille et influence donc directement la valeur du rapport de Strehl par l’intermédiaire de l’équation (23). Nous verrons qu’elle influence également fortement les autres critères.

3.2.1 Choix de la collimation

Dans un premier temps, nous justifions le choix des optiques de collimation de chacun des faisceaux élémentaires. La collimation est un paramètre crucial. D’une part, elle permet de réduire la divergence des faisceaux. D’autre part, elle permet d’optimiser le taux de remplissage de la pupille.

Pour cela, nous comparons, selon deux configurations de collimation différentes, la combinaison cohérente de quatre fibres parfaitement en phase, disposées au sommet d’un carré de 4 mm de côté. La première configuration concerne un exemple de collimation standard : les faisceaux sont collimatés avec une lentille de distance focale d’environ 10 mm soit un waist dans le plan image de 1 mm. Le taux de remplissage est alors de 27,5%. La deuxième configuration est une configuration non densifiée où le taux de remplissage de la pupille est égal au taux de remplissage obtenu juste en sortie de fibres. On ne peut pas approcher les fibres à une distance inférieure à la taille de la gaine. Or celle-ci fait 125 μm de rayon soit une distance minimale de 250 μm entre les fibres. Le rayon de cœur faisant quant à lui 4 μm, le waist en sortie de fibre est égal à 5 μm. On a donc des faisceaux élémentaires de 5 μm de rayon disposés au sommet d’un carré de 250 μm de côté. Le taux de remplissage est alors de 0,3%. On compare les champs lointains obtenus (cf Figure II. 18) ainsi que les quatre principaux critères (cf Tableau II. 2).

	Rapport de Strehl	Taux de combinaison	BPF	MEP (rayon 2.10 ⁻⁴ rad)
Pupille non densifiée	0.6%	<1%	<1%	<1%
Pupille densifiée	55%	34%	33%	35%

Tableau II. 2 : Critères d’efficacité de la combinaison avec et sans collimation

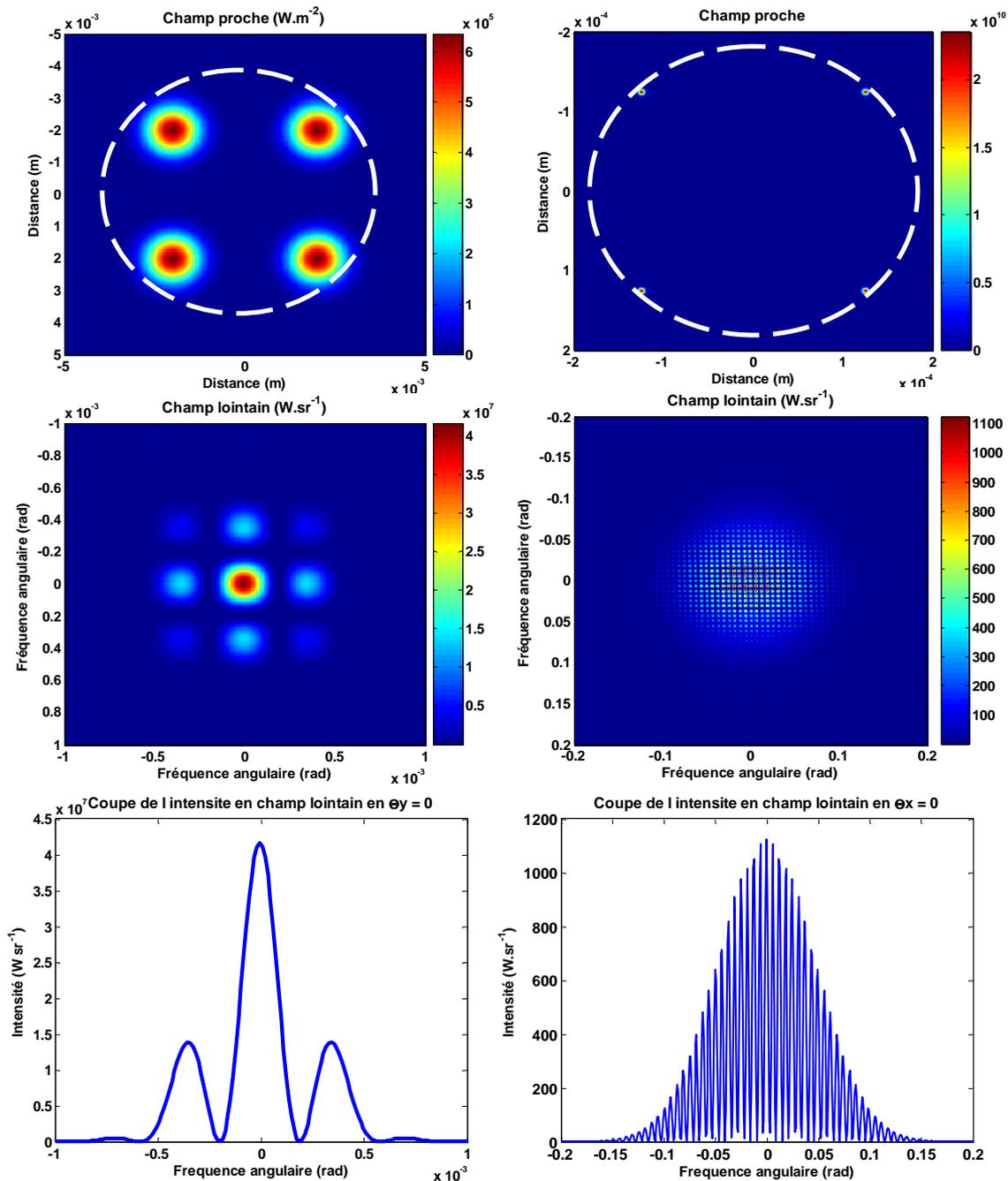


Figure II. 18 : Comparaison des champs proches et lointains pour 4 émetteurs parfaitement en phase. La configuration densifiée est à gauche tandis que celle non densifiée est à droite.

Sans densification de pupille, la figure d'interférence est très morcelée, avec une multitude de lobes couvrant une grande surface angulaire. Il est très difficile de pouvoir déterminer un lobe principal. La qualité de la combinaison est donc très mauvaise : les critères sont tous inférieurs à 1%. En revanche, si la collimation permet de densifier la pupille et même si le taux remplissage n'est pas optimal, elle présente alors un net avantage. En effet, l'amélioration du taux de remplissage, améliore également l'efficacité de combinaison. La figure d'interférence est constituée d'un lobe principal bien défini qui regroupe 34% de la puissance totale, pourcentage sensiblement équivalent pour le BPF et le

MEP. Le rapport de Strehl vaut 55%, ce qui correspond bien au double du taux de remplissage de la pupille.

La collimation permet, outre de diminuer la divergence des faisceaux, d'accroître le taux de remplissage de la pupille. La densification de la pupille est ainsi améliorée, ce qui favorise la combinaison cohérente avec une meilleure définition des lobes et une meilleure répartition de la puissance.

3.2.2 Distance entre les fibres

Nous venons de voir que le taux de remplissage est un paramètre important qui détermine en grande partie l'efficacité de la combinaison cohérente. Il dépend, entre autres, de la distance inter-fibre. Pour le confirmer, nous procédons à la mise en phase d'une matrice de 4 fibres disposées aux sommets d'un carré dont la longueur des côtés augmente progressivement. Comme la dimension des faisceaux reste constante, le taux de remplissage de la pupille diminue, passant de 46% à moins de 10%.

La Figure II. 19 présente l'évolution des champs proches et champs lointains. La Figure II. 20 présente quant à elle la variation des critères de qualité en fonction de la distance entre les fibres et du taux de remplissage.

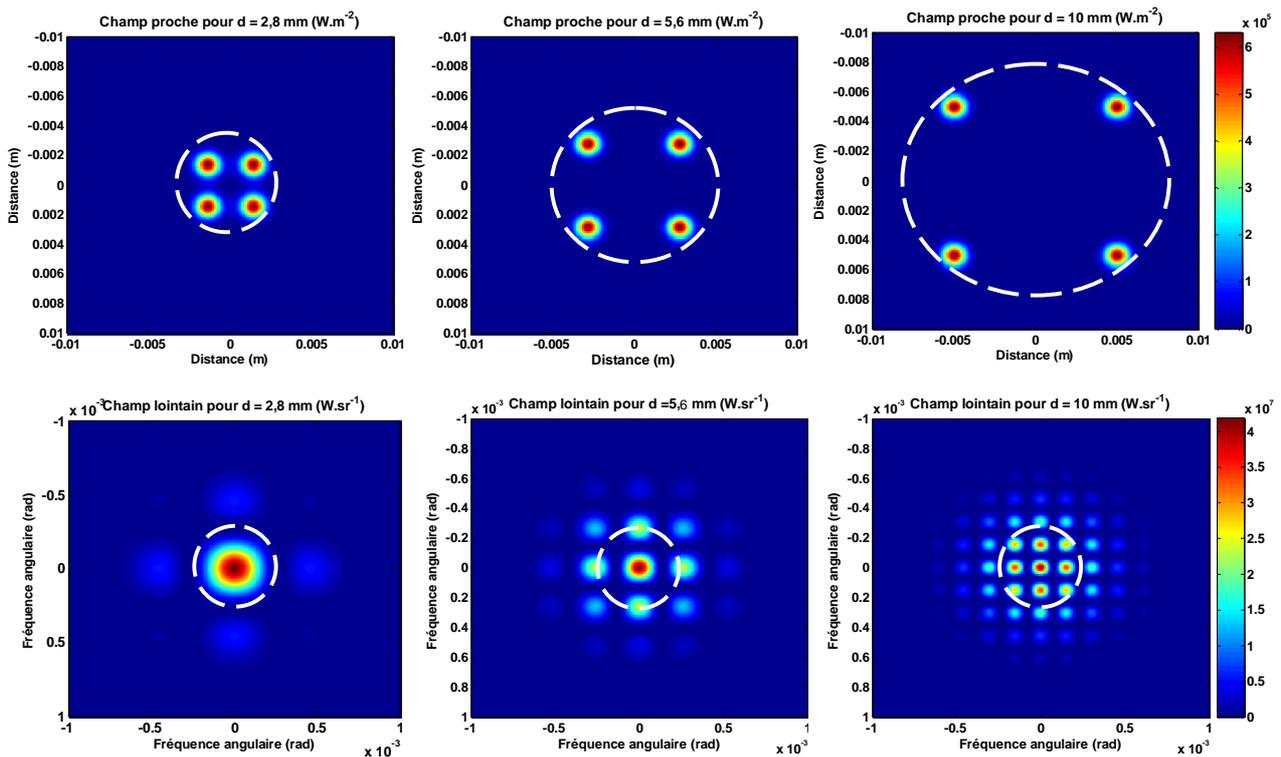


Figure II. 19 : Evolution des champs proches et lointains pour 4 fibres parfaitement en phase en fonction de la distance entre les fibres. On représente en pointillés la pupille de référence en champ proche et le diamètre de la zone cible de référence pour le calcul du MEP en champ lointain (ouverture angulaire 0,4 mrad)

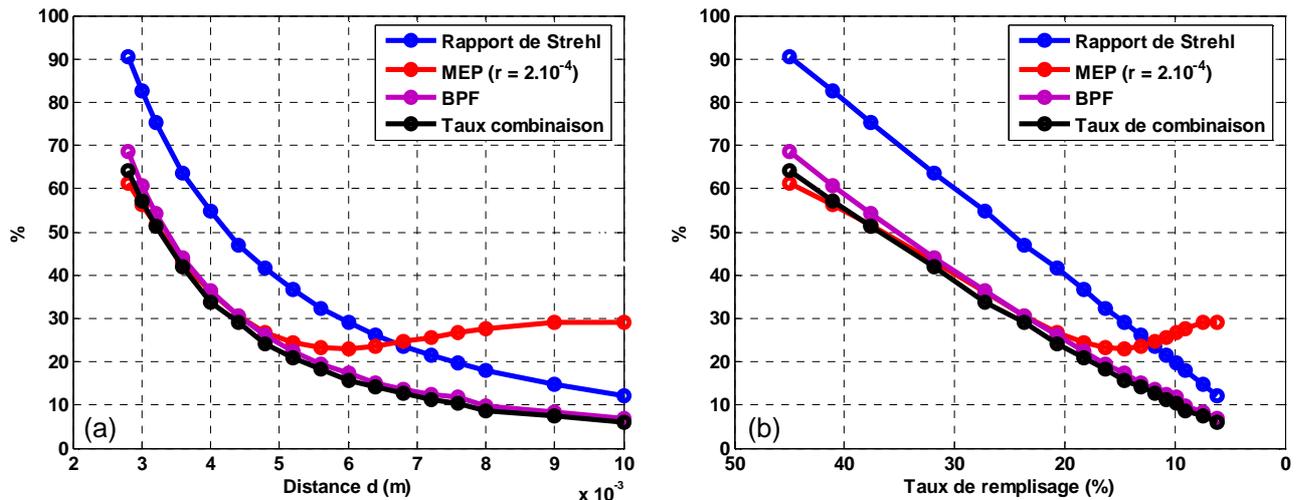


Figure II. 20 : Comparaison des 4 principaux critères en fonction de la distance entre les fibres (a) et du taux de remplissage de la pupille (b) pour une même simulation de mise en phase d'une matrice carrée de 4 fibres

Plus la distance entre les fibres est importante, plus la figure d'interférence comporte de lobes secondaires. Cela se traduit par une décroissance du taux de combinaison. Cette décroissance est quasiment linéaire en fonction du taux de remplissage, tout comme le BPF. C'est également le cas pour le rapport de Strehl avec une pente négative, égale à -2 , comme on pouvait s'y attendre d'après l'équation (23). Ces trois critères ont un comportement similaire.

En revanche, le comportement du MEP est légèrement différent. La taille de cible choisie pour le calcul du MEP correspond au lobe central du champ lointain pour un taux de remplissage de 40%. C'est pourquoi le MEP et le taux de combinaison sont égaux pour cette valeur. Cependant, la taille de la cible est fixe au cours des différentes simulations. A partir d'une distance de 5,5 mm entre les fibres, c'est-à-dire pour un taux de remplissage de 17%, le MEP atteint un minimum. Ce minimum correspond à la valeur du taux de remplissage à partir de laquelle les lobes secondaires commencent à pénétrer dans la zone cible. Au-delà, le calcul du MEP intègre la puissance contenue dans plusieurs lobes non seulement le lobe principal mais également les premiers lobes secondaires. La zone éclairée devient inhomogène et contient plusieurs points chauds ce qui n'est pas toujours compatible avec les applications visées.

Le taux de remplissage de la pupille est donc bien un paramètre déterminant de l'efficacité de la mise en phase et ce quel que soit le critère de qualité choisi.

Remarque : Le lecteur intéressé trouvera une analyse empirique de la dépendance entre un équivalent du taux de remplissage, le rapport de vide « vacancy factor » et le BPF dans la référence [2].

3.2.3 Arrangement géométrique des fibres

On se pose la question de l'arrangement géométrique des fibres en vue d'avoir le taux de remplissage le meilleur possible afin, comme montré précédemment, d'améliorer l'efficacité de la combinaison cohérente.

Pour cela nous comparons deux configurations géométriques différentes dont les champs proches sont donnés en Figure II. 21 et Figure II. 22. La première est une matrice de 4×4 soit 16 fibres

disposées selon une matrice carrée, c'est-à-dire qu'elles sont régulièrement espacées selon un motif carré répétitif. La deuxième configuration est une matrice à 19 fibres disposées en réseau hexagonal (nid d'abeille). Le motif répétitif est alors composé de 6 fibres aux sommets d'un hexagone et d'une fibre centrale. On compare les champs lointains en fonction de la distance entre les fibres. Les distances entre fibres voisines sont identiques dans les deux configurations. Nous appelons rapport de distance F_{dist} la normalisation de la taille du faisceau par rapport à la distance inter-fibre :

$$F_{dist} = \frac{2w_0}{d}.$$

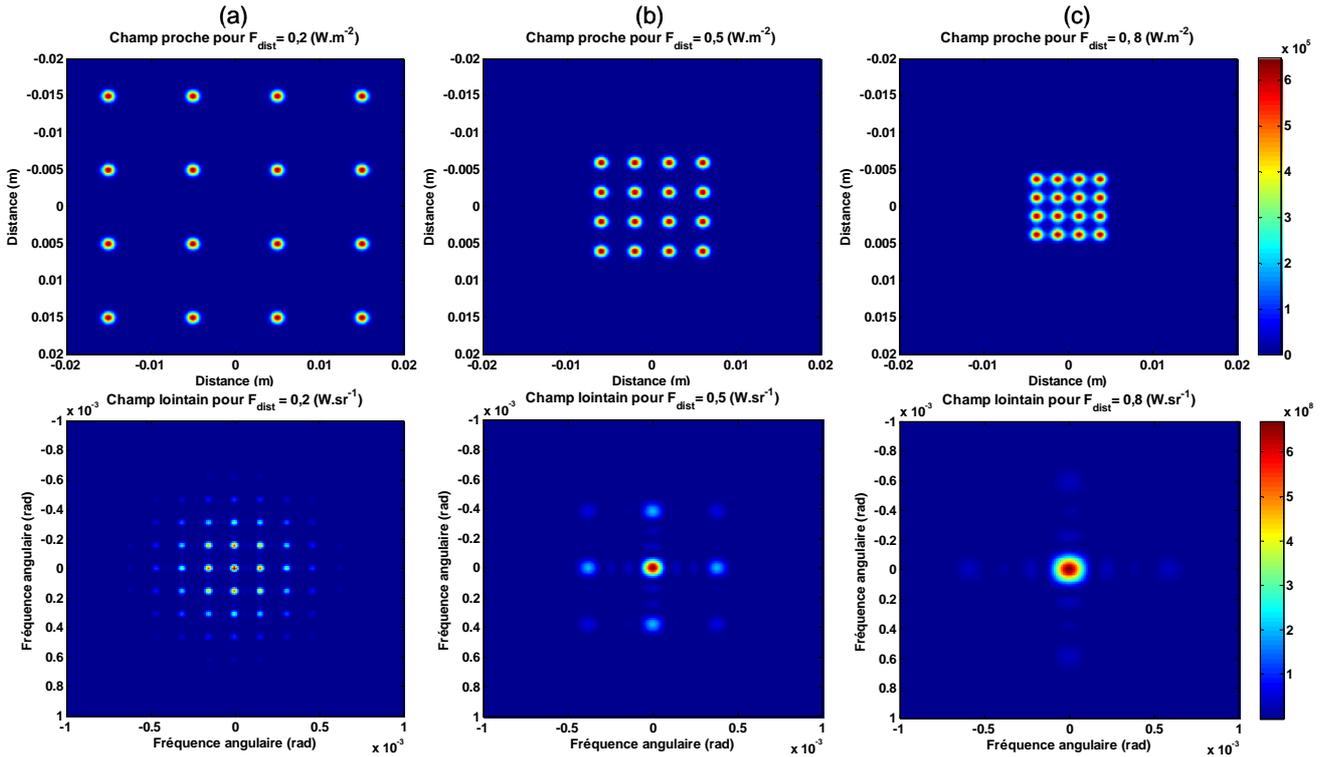


Figure II. 21 : Champs proches et lointains pour 16 fibres parfaitement en phase disposées en configuration carrée. Le rapport entre le diamètre à $1/e^2$ des faisceaux et la distance inter-fibre F_{dist} est de 0,2 (a) 0,6 (b) et 0,8 (c)

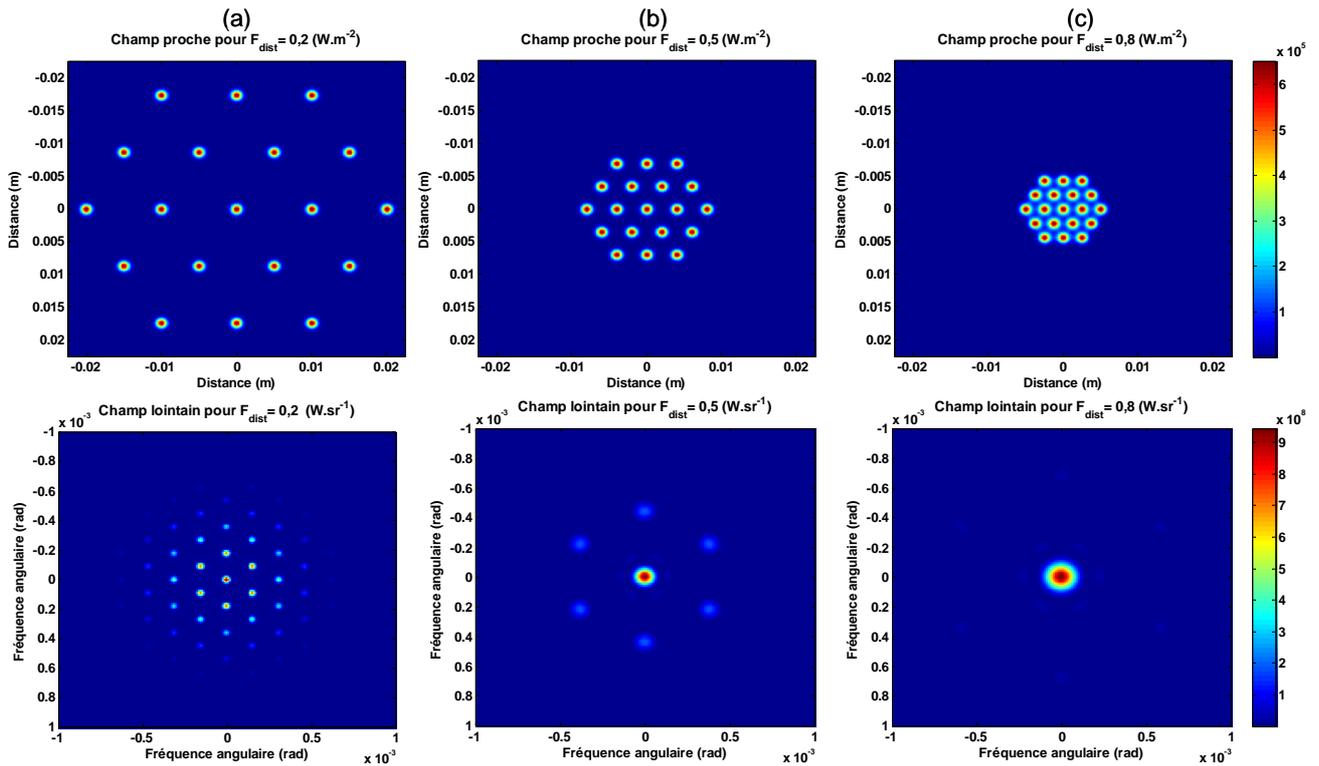


Figure II. 22 : Champs proches et lointains pour 19 fibres parfaitement en phase disposées en configuration hexagonale (nid d’abeille). Le rapport entre le diamètre à $1/e^2$ des faisceaux et la distance inter-fibre F_{dist} est de 0,2 (a) 0,6 (b) et 0,8 (c)

Pour une même distance entre fibres voisines, le champ lointain apparaît légèrement mieux contrasté avec un lobe principal plus dense en configuration hexagonale qu’en configuration carrée. Cela se confirme avec la comparaison des quatre principaux critères de qualité calculés pour les deux configurations (Figure II. 23). Quel que soit le critère considéré et à rapport de distance égal, la configuration hexagonale donne des résultats supérieurs. A titre illustratif, nous avons comparé sur le graphique de la figure Figure II. 23 (c) les taux de combinaison dans ces deux configurations. Le motif hexagonal permet une meilleure concentration de la puissance dans une zone donnée (taux de combinaison, BPF ou MEP) et un meilleur rapport de Strehl. Cela s’explique par le fait que la configuration hexagonale permet, pour une même distance inter-fibre, de mieux densifier la pupille d’émission : elle permet d’agencer le maximum de faisceaux pour une taille de pupille minimale.

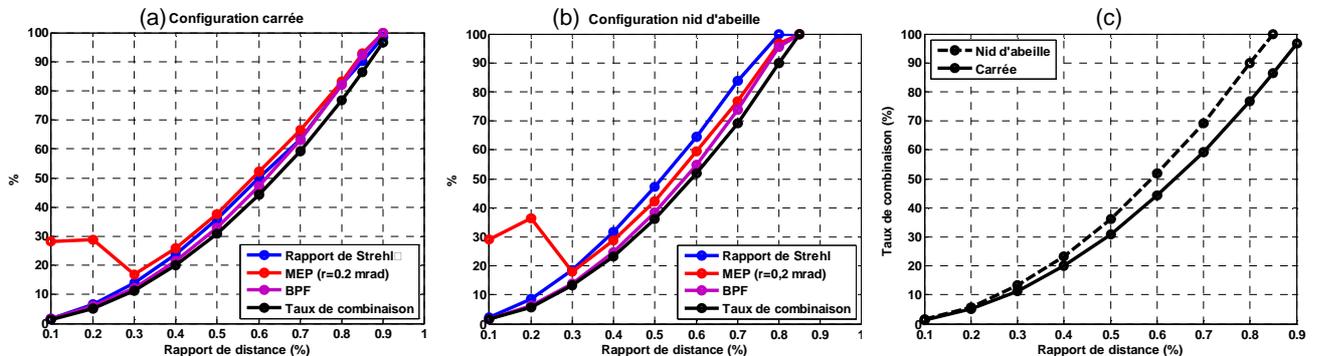


Figure II. 23 : (a et b) Comparaison des quatre principaux critères en fonction du rapport de distance F_{dist} pour une configuration carrée (a) et une configuration nid d’abeille (b). Comparaison du taux de combinaison pour les deux configurations (c). A faible rapport de distance on note, comme précédemment, l’augmentation de la valeur du MEP car la cible englobe alors plusieurs lobes.

Il est donc indispensable de densifier la pupille d'émission en adaptant les optiques de collimation et l'agencement géométrique de manière à optimiser le taux de remplissage. Un motif hexagonal est plus efficace. Néanmoins, il est plus facile de réaliser expérimentalement une matrice carrée qu'une matrice hexagonale. On dispose également, pour la première, de systèmes tout intégrés contenant à la fois support de fibre et lentille de collimation (cf Chapitre III).

Enfin, nous avons pour l'instant privilégié des configurations complètement symétriques dans le souci de densifier au maximum la pupille d'émission. Néanmoins, en s'inspirant des travaux de la référence [10] et de ce qui se fait en optique adaptative et dans le domaine des antennes synthétiques radar, on peut trouver des pavages géométriques qui, certes, ne densifient pas la pupille au maximum, mais présentent l'avantage de minimiser la puissance contenue dans chacun des lobes secondaires. Ainsi, on réduit au mieux le nombre de « points chauds ». En d'autres termes le critère « écart » est alors maximisé.

3.2.4 Nombre de fibres combinées

On peut également se poser la question du nombre optimal de fibres pour la combinaison. Nous avons réalisé les calculs numériques en augmentant le nombre de fibres d'une matrice carrée de $N=2 \times 2$ à $N=10 \times 10$ fibres. Nous conservons en revanche une distance entre fibres constante.

Les champs lointains obtenus pour 4, 25, 49 et 100 fibres sont présentés en Figure II. 24. La comparaison des quatre principaux critères est donnée en Figure II. 25 (a). Le lobe central s'affine avec l'augmentation du nombre de fibres. Le rapport de Strehl et le BPF diminuent en particulier pour les matrices avec peu de fibres avant de se stabiliser pour N plus grand. Le taux de combinaison, quoique plus stable, a le même comportement. Ces résultats s'expliquent par le fait que l'augmentation du nombre de fibres occasionne également une augmentation de la surface de la pupille de référence et donc une diminution du taux de remplissage. Elle est plus importante à faible nombre de fibres où les effets de bord sur la valeur du taux de remplissage sont forts. Elle se stabilise à plus grand nombre, tout comme le taux de remplissage.

En revanche, le MEP a un comportement inverse. Il augmente avec le nombre de fibres, compte tenu que le rayon angulaire de la zone cible est constant (0,2 mrad). Elle est plus petite que la taille du lobe principal pour une matrice de quatre fibres, le taux de combinaison est alors inférieur au MEP. Avec l'augmentation du nombre de fibres, la taille du lobe central s'affine : il finit par être entièrement compris dans la zone prise pour cible. En revanche, pour un grand nombre de fibres, le MEP se stabilise car les lobes secondaires restent toujours en dehors de la zone cible.

On constate exactement le même comportement en configuration hexagonale où le taux de remplissage diminue également avec l'augmentation du nombre de fibres.

A première vue, il est préférable d'avoir un faible nombre de fibres pour maximiser les critères taux de combinaison, rapport de Strehl et BPF. Cependant, il ne faut pas oublier que la puissance totale disponible augmente également avec le nombre de fibres. Si chaque émetteur fournit en plus la même puissance, comme c'est le cas ici, la puissance disponible est alors proportionnelle au nombre de fibres de la matrice. On représente en Figure II. 25 (b) l'évolution de la puissance équivalente contenue dans la zone de définition de chaque critère (BPF, MEP et taux de combinaison) en fonction du nombre de fibres. L'augmentation de la puissance est alors linéaire en fonction du nombre de fibres.

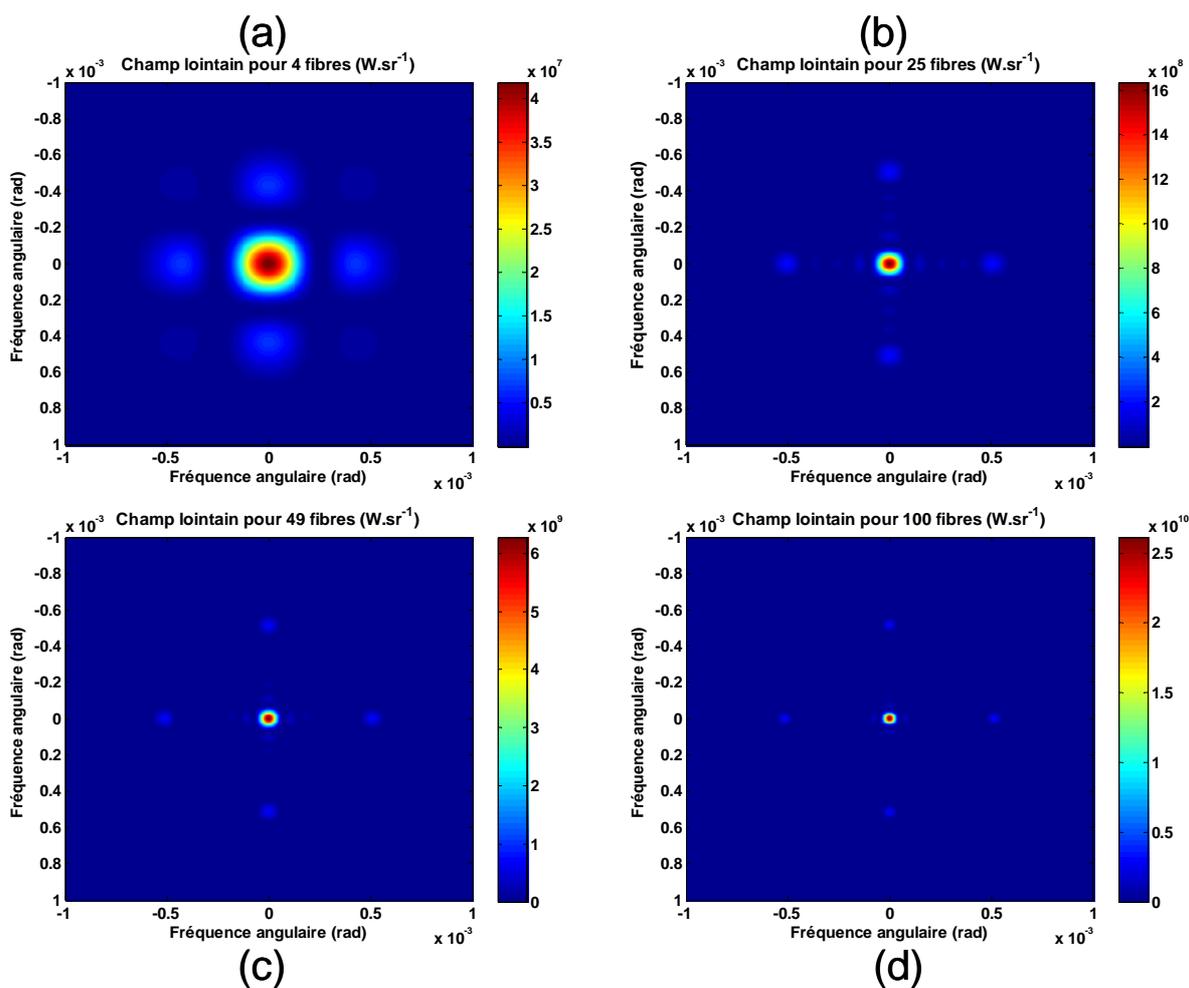


Figure II. 24 : Evolution du champ lointain pour une combinaison cohérente parfaite en configuration carrée en fonction du nombre de fibres 4 fibres (a), 25 fibres (b), 49 fibres (c) et 100 fibres (d)

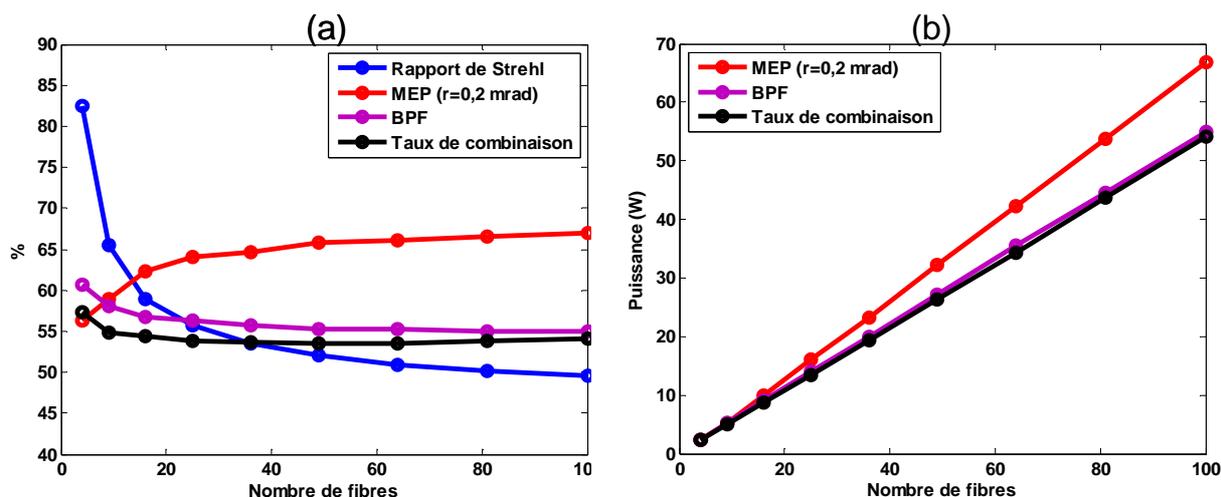


Figure II. 25 : Matrice carrée parfaitement en phase. Comparaison des 4 principaux critères en fonction du nombre de fibres (a). Puissance contenue dans la zone définie par les trois critères MEP, BPF et taux de combinaison (b)

3.3 INFLUENCE DE LA REPARTITION DE PUISSANCE ENTRE FIBRES

Nous venons de voir que la puissance totale disponible est un paramètre important. Elle dépend du nombre d'émetteurs et de la puissance délivrée par chacun. Jusqu'à présent, nous avons considéré que chaque laser émettait une puissance identique. Qu'en est-il d'une répartition déséquilibrée ? Quelle est son influence sur la combinaison cohérente ?

3.3.1 Influence du déséquilibre en puissance entre fibres

Nous faisons l'hypothèse qu'une des fibres de la matrice est moins puissante que les autres et nous souhaitons observer les conséquences de ce déséquilibre sur la qualité de la combinaison cohérente. La matrice considérée est une matrice composée de quatre fibres disposées aux sommets d'un carré. Chaque fibre délivre une puissance de 1 W sauf une fibre, la fibre n°2, dont la puissance varie entre 1 W et 0 W.

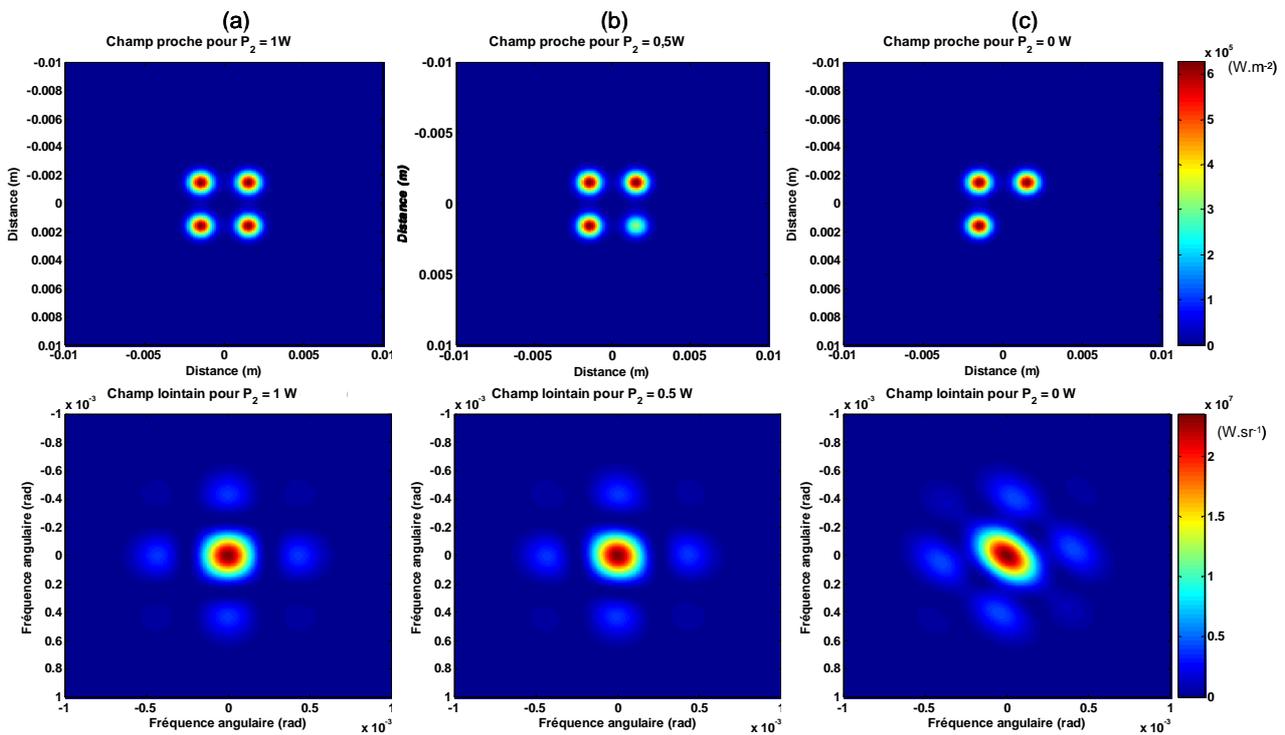


Figure II. 26 : Evolution des champs proches et lointains pour 4 fibres parfaitement en phase. La puissance de la fibre n°2 varie (en bas à droite). Elle vaut 1 W (a), 0,5 W (b) et 0 W (c)

Les champs proche et lointain obtenus sont présentés en Figure II. 26. On n'observe que peu de différence entre le cas (a) et le cas (b) (soit pour des puissances de 1 W et 0,5 W respectivement). En revanche, quand la puissance de la fibre n°2 est nulle, c'est-à-dire si cet émetteur est éteint ou cassé, la figure d'interférence change d'aspect. Dans le cas présenté, le lobe central est plus allongé et les lobes secondaires se sont déplacés. Cela est également visible sur la valeur des critères de qualité calculés (Figure II. 27 (a)). Ils sont peu sensibles à la variation de la puissance délivrée par la fibre défectueuse. Toutefois, la diminution s'accélère à faible puissance et on observe une chute des valeurs quand la fibre n°2 n'émet plus. En effet, avec l'extinction de la fibre, la configuration géométrique devient différente : on passe d'un motif de matrice carré à un motif triangulaire, tandis que la taille de la pupille de référence reste inchangée. Le taux de remplissage de la pupille diminue alors fortement.

Il est important de noter que la puissance totale disponible diminue avec la baisse de la puissance délivrée par la fibre n°2. La référence en puissance prise pour le calcul des critères diminue

également. La Figure II. 27 (b) présente les quatre principaux critères calculés à partir d'une référence de puissance constante et égale à la totalité de la puissance maximale disponible, soit $4 \times 1W = 4W$. La baisse des critères est plus marquée puisque la puissance disponible effective diminue au contraire de la puissance de référence. Elle est quasiment linéaire, c'est-à-dire proportionnelle à la perte de flux. On constate malgré tout une faible sensibilité aux variations de puissance de la fibre : tant que la puissance reste supérieure à 0,5 W la diminution relative des critères reste inférieure à 15%.

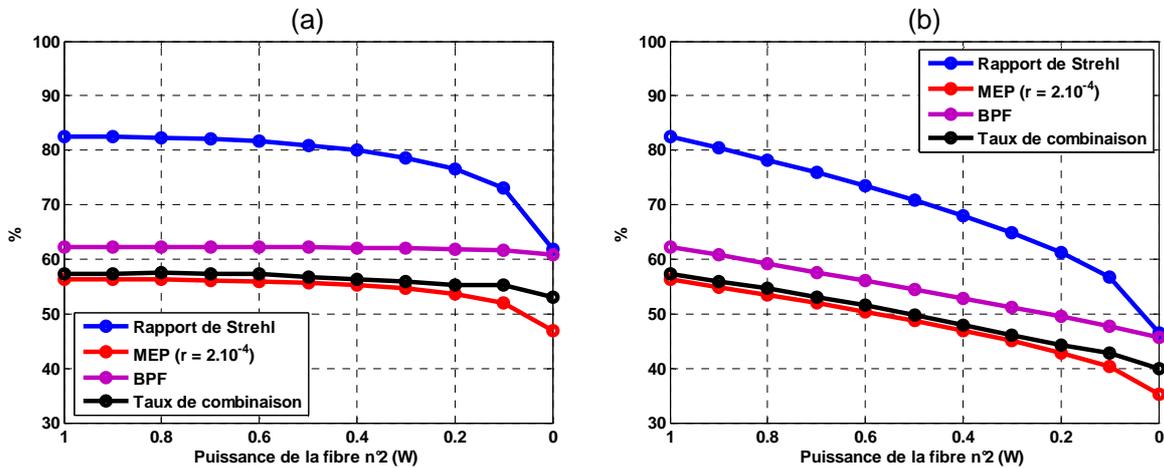


Figure II. 27 : Comparaison des 4 principaux critères en fonction de la puissance de la fibre n°2, matrice de 4 fibres parfaitement en phase. La référence en puissance est la somme des puissances des quatre fibres (a). La référence en puissance est constante et égale à 4 W (b).

La perte relative au dysfonctionnement d'un émetteur devient moins problématique avec l'augmentation du nombre de fibres. La Figure II. 28 présente les critères obtenus pour une matrice de $4 \times 4 = 16$ fibres disposées en matrice carrée, avec la référence de puissance évoluant avec la perte de puissance de la fibre défectueuse (cas a) ou avec la référence de puissance constante égale à 16 W soit la puissance maximale disponible. Dans les deux cas, la diminution est moins sensible que précédemment, même quand la fibre est complètement éteinte. En effet, la puissance de cette fibre ne compte que pour $1/16^{\text{ème}}$ de la puissance totale. Avoir un nombre de fibres important permet de limiter l'impact de la défaillance d'un des lasers et augmente la robustesse de la combinaison cohérente.

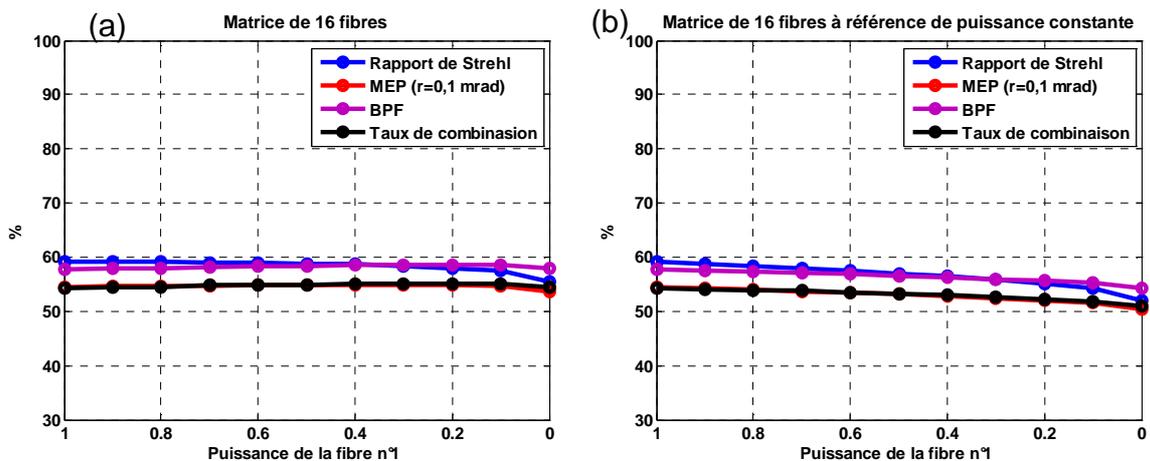


Figure II. 28 : Comparaison des 4 principaux critères en fonction de la puissance de la fibre n°1, matrice de 16 fibres parfaitement en phase. La référence en puissance est la somme des puissances des seize fibres (a). La référence en puissance est constante et égale à 16 W (b).

Remarque : Le défaut de puissance peut être occasionné en pratique par une défaillance des diodes de pompage des amplificateurs. Elle peut également être provoquée par une polarisation qui n'est pas parfaitement linéaire, qui varie dans le temps ou diffère d'une fibre à l'autre, ce qui conduit à une puissance projetée sur l'axe principal de polarisation non constante.

3.3.2 Nombre de fibres vs puissance

Le nombre de fibres et la puissance disponible sont deux paramètres importants car ils permettent d'augmenter la puissance totale combinée. Se posent alors les questions suivantes : est-il préférable d'avoir pour une même puissance totale, peu de fibres de forte puissance ou bien de nombreuses fibres de faible puissance ? Afin d'augmenter la puissance, vaut-il mieux augmenter en premier lieu le nombre de fibres ou la puissance des émetteurs individuels ?

Nous avons tout d'abord cherché à répondre à la première question en travaillant à puissance totale constante avec un nombre variable de fibres. Le Tableau II. 3 présente les quatre critères obtenus pour trois matrices carrées avec la même distance entre les fibres. Le nombre d'émetteurs est différent : 4, 16 et 64 fibres. En revanche la puissance totale disponible est constante et égale à 16 W. On a donc 4 fibres de 4 W, 16 fibres de 1 W et 64 fibres de 0,25 W.

Nombre de fibres	Rapport de Strehl (%)	Taux de combinaison (%)	BPF (%)	MEP (rayon 0,15 mrad) (%)
4	83	58	62	46
16	59	55	58	58
64	51	54	57	64

Tableau II. 3: Evolution des quatre principaux critères en fonction du nombre de fibres combinées pour des matrices carrées de fibres parfaitement en phase et espacées de la même distance. La puissance totale disponible est de 16 W.

Bien que la puissance totale soit constante, les valeurs des critères rapport de Strehl, BPF et taux de combinaison décroissent avec l'augmentation du nombre de fibres. En effet, comme nous l'avons vu, la taille de la pupille de référence augmente et le taux de remplissage diminue. Il est donc préférable d'avoir le nombre minimum de fibres permettant de densifier au mieux la pupille de référence. Le MEP a un comportement différent à cause d'une taille fixe de cible, correspondant à l'ouverture angulaire du lobe principal obtenue pour la matrice de 16 fibres. Elle englobe de plus en plus de lobes au fur et à mesure que le nombre de fibres augmente.

Enfin, nous nous sommes intéressés à la deuxième question : en vue d'augmenter la puissance du système, vaut-il mieux augmenter d'abord le nombre de fibres ou la puissance délivrée par chaque émetteur ? Nous avons vu au paragraphe 3.2.4 que l'augmentation du nombre de sources a pour conséquence une baisse des critères d'efficacité. Ainsi la puissance contenue dans la zone d'intégration (lobe central, zone cible...) diminue. Cependant, il est important de noter que l'augmentation du nombre de sources a également pour conséquence une diminution de la taille du lobe central. La puissance est donc concentrée dans une zone plus petite. Cela influe donc sur la densité de puissance combinée dans la zone d'intégration, c'est-à-dire :

$$\frac{P_{\text{combinée}}}{\pi R_{\text{zone}}^2}$$

avec R_{zone} le rayon de la zone d'intégration et $P_{\text{combinée}}$ la puissance totale combinée dans cette même zone. Pour faire la part des choses, nous augmentons la puissance totale disponible de 4 à 100 W et ce de deux manières différentes :

1. augmentation de la puissance délivrée par chaque émetteur tandis que le nombre de fibres reste constant à 25 fibres. Ce cas est représenté en traits pointillés sur la Figure II. 29.
2. augmentation du nombre d'émetteurs de la matrice carrée, la puissance de chacun reste constante et égale à 1 W. Ce cas est représenté en trait plein sur la Figure II. 29.

Afin de ne pas surcharger la figure avec l'ensemble des critères, nous ne présentons que les résultats concernant la densité de puissance dans le lobe central.

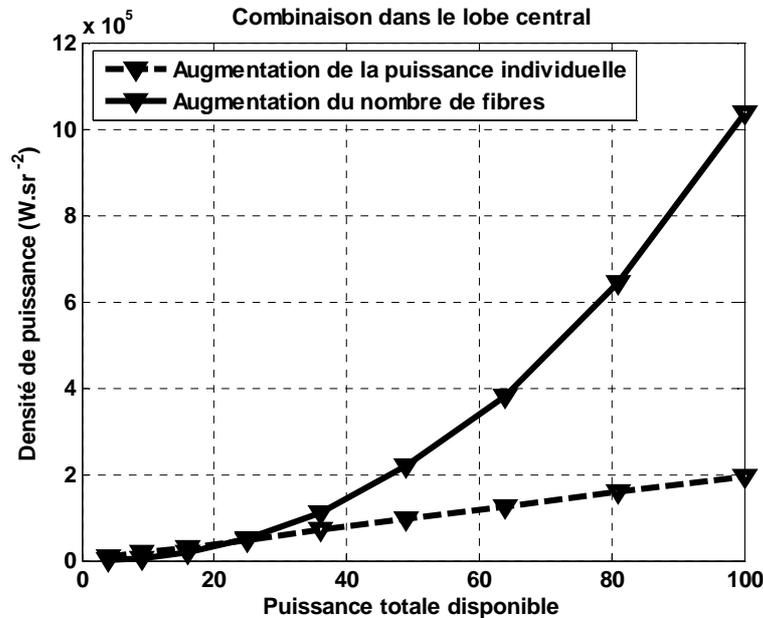


Figure II. 29 : Evolution de la densité de puissance dans le lobe central en fonction de l'augmentation de la puissance totale disponible. L'augmentation de la puissance se fait soit en augmentant la puissance individuelle des émetteurs en gardant une matrice de 25 fibres (traits pointillés) soit en augmentant le nombre de fibres, chacune véhiculant toujours la même puissance de 1W (trait plein)

La densité de puissance dans le lobe central augmente linéairement si l'on augmente la puissance individuelle des émetteurs. Elle est beaucoup plus rapide si l'on augmente le nombre d'émetteurs. Cela est dû à la diminution de la taille du lobe qui a plus de poids que la perte relative d'efficacité causée par l'augmentation de la taille de la pupille.

Trouver un compromis entre nombre de fibres et puissance est un exercice difficile puisqu'alors efficacité de combinaison et densité de puissance combinée ont des comportements inverses. L'augmentation du nombre de fibres de la matrice réduit certes le rendement de combinaison mais permet en contrepartie d'augmenter la densité de puissance.

Remarque : En pratique, la solution à ce problème est plus complexe. Il faut prendre en compte les systèmes de gestion de la thermique et la tenue au flux des composants, notamment des optiques de collimation. Ces systèmes sont d'autant plus encombrants que la puissance est élevée. On ne peut donc pas forcément conserver la distance entre les fibres.

3.4 AUTRES PARAMETRES INFLUANT SUR L'EFFICACITE DE COMBINAISON

La troncature des faisceaux par les optiques de collimation influe sur l'agencement géométrique en champ proche et, par conséquent, sur l'optimisation du taux de remplissage. Elle conduit à une apodisation des faisceaux et à une perte de puissance. Cependant, elle permet souvent d'améliorer la

densification de la pupille. Cette question a été traitée dans la littérature. Il s'avère que le rayon optimal est légèrement supérieur à la taille du waist : $1,13w_0$ d'après [6] dans une configuration carrée et $1,25w_0$ dans une configuration hexagonale d'après [12]. Dans la première référence, l'optimisation s'est faite par rapport au rapport de Strehl, tandis qu'elle se fait par rapport au taux de combinaison dans la deuxième. Au-delà de cette valeur, les faisceaux sont trop espacés, en deçà, la puissance perdue par la troncature est trop élevée. Pour notre part, nous avons considéré les faisceaux gaussiens comme ayant une étendue infinie et non tronqués par les optiques de collimation. Néanmoins, nous avons veillé à ne pas approcher les champs proches de moins de deux waists les uns des autres pour ne pas superposer les faisceaux. Or, la puissance perdue par troncature avec le rayon optimal est faible. Elle n'influe donc quasiment pas sur l'efficacité de combinaison. Notre hypothèse est donc valable.

D'autres paramètres telles que les erreurs de tolérance opto-mécaniques peuvent influencer l'efficacité de combinaison. Ils occasionnent notamment des erreurs de pointé et, potentiellement, un mauvais recouvrement des faisceaux. Le lecteur intéressé se reportera, entre autres, à la référence [13] pour l'influence de ces paramètres.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous nous sommes attaché à l'étude de l'efficacité de la combinaison cohérente de N faisceaux monomodes. Pour cela, nous avons développé un code de simulation numérique permettant de calculer la figure d'interférence, en champ lointain ou à une distance z donnée, en fonction de paramètres ajustables déterminant la configuration en champ proche.

Nous jugeons l'efficacité de la combinaison cohérente par l'évaluation de plusieurs critères de qualité. Nous avons retenu quatre principaux critères : rapport de Strehl, taux de combinaison, BPF et MEP. Nous avons introduit ce dernier critère, orienté vers le besoin applicatif, afin de disposer d'un critère qui ne dépende que de la cible visée et non de la définition du système. L'ensemble de ces critères peut être complété par des critères additionnels afin d'avoir une information plus précise sur la figure d'interférence notamment sur la répartition et la densité de puissance des différents lobes.

De nombreux paramètres influent sur l'efficacité de la combinaison cohérente. En premier lieu, on trouve les relations de phase entre les émetteurs individuels qui sont déterminantes pour avoir des interférences constructives. Nous avons également évalué l'impact de la différence de phase résiduelle sur la qualité. Par ailleurs, la configuration géométrique est aussi un facteur très important. Il faut pouvoir densifier au maximum la pupille pour s'assurer une bonne qualité de combinaison. Il faut donc maximiser le taux de remplissage de la pupille par un choix adéquat des optiques de collimation, en privilégiant si possible un arrangement de la matrice de forme hexagonale et optimiser le nombre d'émetteurs par rapport à la taille de la pupille. Le troisième paramètre concerne la répartition de puissance entre les émetteurs. Son influence est moins prononcée mais tout de même importante si l'on considère non pas l'efficacité relative de la combinaison mais sa qualité absolue en termes de puissance contenue dans une zone d'intérêt. Enfin, la définition d'un système dépend de l'application visée et du critère privilégié. Elle nécessite souvent un compromis entre plusieurs paramètres, notamment entre le nombre de fibres et la répartition de puissance.

La combinaison cohérente est donc une solution efficace en vue d'accroître la puissance des lasers à fibre. Nous allons maintenant réaliser expérimentalement la combinaison d'amplificateurs à fibres.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J.R. Leger, "Surface Emitting Semiconductor Lasers and Arrays", Chap.8: External Methods of Phase Locking and Coherent Beam Addition of Diode lasers. Editor G.A. Evans and J.M. Hammer, Academic Press, 1993
- [2] P.Zhou, Z. Liu, X. Xu, Z. Chen, "Numerical analysis of the effects of aberrations on coherently combined fiber laser beams", *App. Opt.* **47**, pp. 3350-3359, 2008
- [3] D. Marcuse, "Loss analysis of single-mode fiber splice", *Bell Syst. Tech. J.* **56**, pp. 703, 1977
- [4] H. Kogelnik and T. Li, "Laser beams and resonators", *Appl. Opt.* **5**, pp. 1550-1567, 1966
- [5] A.E. Siegman "How to (maybe) measure laser beam quality", Tutorial presentation at the Optical Society of America Annual Meeting, Long Beach, 1997
- [6] S. Demoustier, "Recombinaison cohérente de fibres laser", Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2006
- [7] J. Lhermitte, "Auto-synchronisation et combinaison cohérente de lasers   fibre", Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2008
- [8] <http://www.darpa.mil/mto/programs/adhels/>, Architecture for diode high energy laser systems (ADHELs)
- [9] G.D. Goodno, C.P. Asman, J. Anderegg, S. Brosnan, E.C. Cheung, D. Hammons, H. Injeyan, H. Komine, W.H. Long Jr., M. McClellan, S.J. McNaught, S. Redmond, R. Simpson, J. Sollz, M. Weber, S.B. Weiss and M. Wickham, "Brightness-scaling potential off actively phase-locked solid-state laser arrays", Invited paper in *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **13**, pp. 460-472, 2007
- [10] M.J.E. Golay, "Point arrays having compact, nonredundant autocorrelations", *J. Opt. Soc. Am.* **61**, pp. 272-273, 1971
- [11] C.D. Nabors, "Effects of phase errors on coherent emitter arrays", *App. Opt.* **33**, pp. 2284-2289, 1994
- [12] T.M. Shay, V. Benham, J.T. Baker, A.D. Sanchez, D. Piligton, D.J. Nelson and C.A. Lu, "Narrow linewidth coherent beam combining of optical fiber amplifier arrays", *Proc. Of SPIE* **6451**, 64511N, 2007
- [13] J.B. Shellan, "Phased-array performance degradation due to mirror misfigures, piston errors, jitter, and polarization errors", *J. Opt. Soc. Am. A* **2**, pp. 555-567, 1985

CHAPITRE III : ETUDE EXPERIMENTALE DE LA COMBINAISON COHERENTE DE SOURCES LASER ER-YB

INTRODUCTION	100
1 MODULATION FREQUENTIELLE AVEC REFERENCE INTERNE	100
1.1 RAPPELS ET PRINCIPE	100
1.2 ANALYSE THEORIQUE DE LA MODULATION FREQUENTIELLE	101
1.3 CHOIX DES PARAMETRES DE MODULATION ET DE LA BOUCLE DE CONTRE-REACTION	102
2 EXPERIENCE PRELIMINAIRE : ETUDE DES FLUCTUATIONS DE PHASE DANS LES AMPLIFICATEURS A FIBRE	103
2.1 DESCRIPTIF DU BANC DE MESURE DES FLUCTUATIONS DE PHASE	104
2.2 RESULTATS OBTENUS	104
3 MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE DE LA COMBINAISON COHERENTE	106
3.1 CHOIX DES ELEMENTS DU DISPOSITIF	106
3.1.1 Choix des fréquences de modulation.....	106
3.1.2 Choix du modulateur de phase	107
3.1.3 Choix de la collimation	107
3.2 MONTAGE EXPERIMENTAL DE COMBINAISON COHERENTE	109
3.2.1 Description du dispositif expérimental.....	109
3.2.2 Présentation du signal reçu par le photodétecteur	110
3.2.3 Présentation de la carte d'asservissement numérique.....	111
3.3 RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	112
3.3.1 Figure d'interférence	112
3.3.2 Quantification de l'erreur de phase résiduelle	114
3.4 APPLICATION DE LA COMBINAISON COHERENTE A LA MICRO-DEVIATION DE FAISCEAU	117
CONCLUSION	119
BIBLIOGRAPHIE	120

INTRODUCTION

Nous avons présenté au Chapitre I les différentes techniques de combinaison de sources laser. Notre choix s'est porté sur la combinaison cohérente par contrôle actif de phase car elle offre le plus de possibilités en vue de l'élaboration de systèmes laser. Parmi toutes les méthodes déjà présentées, nous avons choisi de contrôler la différence de phase entre les différentes voies par une technique de marquage par modulation fréquentielle, une voie étant utilisée comme voie de référence. En effet, cette technique ne nécessite qu'un seul détecteur lorsque les faisceaux sont superposés. Elle présente l'avantage de faciliter l'alignement du système et de pouvoir être plus facilement applicable en pratique.

Dans ce chapitre, nous allons mettre en œuvre expérimentalement la combinaison cohérente de 3 amplificateurs laser à fibre Er-Yb émettant à 1,5 μm . Nous reviendrons, tout d'abord sur la technique de marquage par modulation fréquentielle avec référence interne afin de choisir les paramètres de modulation et de la boucle de contre-réaction opto-électronique. Ensuite, nous présenterons une expérience préliminaire permettant de caractériser les fluctuations de phase dans un amplificateur Er-Yb commercial. Cette étude permettra de dimensionner la bande passante nécessaire à l'électronique d'asservissement. Puis, nous conclurons par la présentation du dispositif expérimental et l'analyse des résultats en termes de stabilité du champ lointain et de quantification de l'erreur de phase résiduelle.

1 MODULATION FREQUENTIELLE AVEC REFERENCE INTERNE

1.1 RAPPELS ET PRINCIPE

La technique que nous allons mettre en œuvre expérimentalement a été développée à l'origine pour la combinaison de fibres par Shay et al. [1]. On utilise une architecture MOPA où un oscillateur maître est découplé en N voies, chacune étant amplifiée séparément par la suite. Leurs sorties sont collimatées et placées côte à côte. La mesure du déphasage nécessite de « marquer » chacune des voies afin de pouvoir identifier le signal issu de chacune d'elle. Pour cela, chaque voie est modulée à une fréquence unique avec une profondeur de modulation faible, à l'exception de l'une d'elles qui est choisie comme voie de référence. Cette dernière n'est donc pas modulée. On prélève une partie du faisceau qui est collecté par un détecteur unique placé à un endroit où les faisceaux sont superposés, en général en champ lointain. Un traitement du signal adapté, comportant une détection synchrone, permet de remonter aux déphasages entre chacune des voies et la voie de référence. Ceux-ci sont alors compensés via des boucles de contre-réaction agissant sur les modulateurs de phase se trouvant en amont de sections amplificatrices des différentes voies à corriger (Figure III. 1). Ainsi chacune des voies est mise en phase avec la voie de référence.

Cette technique a l'avantage d'être simple dans sa partie optique. Sa complexité se trouve alors ramenée dans le domaine électrique. Elle porte sur le choix des fréquences de modulation et des paramètres de la boucle de contre-réaction.

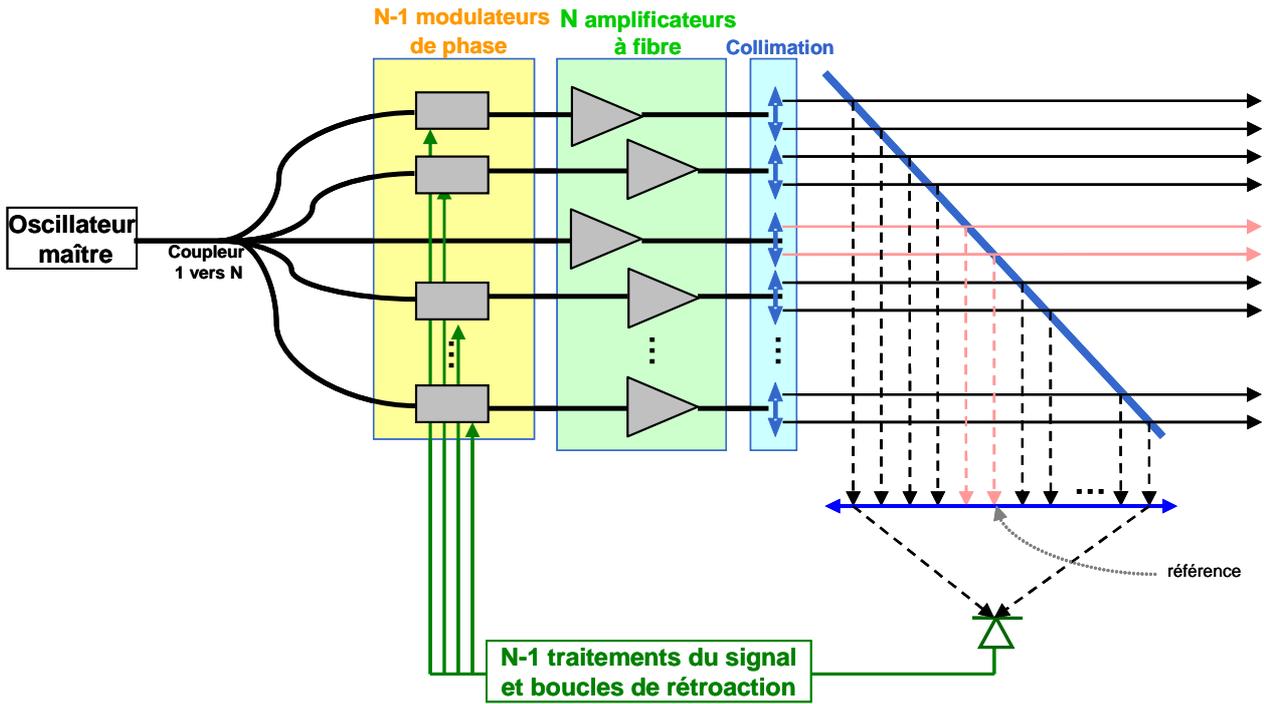


Figure III. 1 : Principe de la combinaison par modulation fréquentielle avec référence interne

1.2 ANALYSE THEORIQUE DE LA MODULATION FREQUENTIELLE

Nous présentons un modèle analytique décrivant la détection du déphasage et la boucle de rétroaction pour la $i^{\text{ème}}$ fibre. Le lecteur intéressé trouvera en Annexe B ou dans la référence [2] une description plus approfondie des calculs.

Une modulation sinusoïdale de fréquence ω_i est appliquée au modulateur de phase. Le champ optique en sortie de la voie modulée i s'écrit alors

$$e_i(t) = E_i \cos(\omega_l t + \varphi_i(t) + \beta_i \sin(\omega_i t)) \quad (1)$$

avec β_i la profondeur de modulation, ω_l la pulsation du laser et φ_i la phase de l'onde optique.

La polarisation de chaque voie étant identique, le champ total incident sur le détecteur est la somme des champs en sortie de chaque voie modulée ainsi que du champ non modulé de la voie de référence, soit :

$$e_t(t) = e_r(t) + \sum_{i=1}^{N-1} e_i(t) \quad (2)$$

où $e_r(t) = E_r \cos(\omega_l t + \varphi_r(t))$ est le champ en sortie de la voie de référence.

En sortie de détecteur, le courant $i(t)$ est la somme de deux courants correspondant respectivement au battement entre la voie i et la voie de référence ainsi que le battement entre la voie i et les autres voies modulées (cf. Annexe B) :

$$i(t) = i_{ri}(t) + i_{ik}(t) \quad (3)$$

avec

$$i_{ri}(t) = R_{PD} A \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sum_{i=1}^{N-1} E_r E_i [\cos(\beta_i \sin(\omega_i t)) \cos(\varphi_r(t) - \varphi_i(t)) + \sin(\beta_i \sin(\omega_i t)) \sin(\varphi_r(t) - \varphi_i(t))] \quad (3a)$$

et

$$i_{ik}(t) = \frac{1}{2} R_{PD} A \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sum_{i=1}^{N-1} E_i \sum_{k=1}^{N-1} E_k \begin{bmatrix} \cos(\varphi_i(t) - \varphi_k(t)) \cos(\beta_i \sin(\omega_i t)) \cos(\beta_k \sin(\omega_k t)) \\ - \sin(\varphi_i(t) - \varphi_k(t)) \sin(\beta_i \sin(\omega_i t)) \cos(\beta_k \sin(\omega_k t)) \\ + \sin(\varphi_i(t) - \varphi_k(t)) \cos(\beta_i \sin(\omega_i t)) \sin(\beta_k \sin(\omega_k t)) \\ + \cos(\varphi_i(t) - \varphi_k(t)) \sin(\beta_i \sin(\omega_i t)) \sin(\beta_k \sin(\omega_k t)) \end{bmatrix} \quad (3b)$$

La décomposition de Jacobi-Anger $\exp[j\beta \cos(\omega_m t)] = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} j^n J_n(\beta) \exp[jn\omega_m t]$, permet de simplifier

l'équation (3) en décomposant les cosinus et sinus imbriqués en une somme de produit de fonctions trigonométriques et de fonctions de Bessel. Pour extraire le terme proportionnel au sinus de la différence de phase entre la voie de référence et la voie i, on procède à une détection synchrone qui consiste à multiplier le signal i par $\sin(\omega_i t)$. Elle est suivie d'un filtrage passe-bas qui nous permet d'isoler les termes à la pulsation nulle. On obtient au final un courant proportionnel à (cf. Annexe B) :

$$i_{\text{après détection synchrone}}(t) \propto E_i J_1(\beta_i) \left[E_r \sin(\varphi_r - \varphi_i) + \sum_{k=1}^{N-1} E_k J_0(\beta_k) \sin(\varphi_k - \varphi_i) \right] \quad (4)$$

Ce courant est une combinaison linéaire du sinus du déphasage entre la voie considérée et la voie de référence et des sinus des déphasages entre la voie considérée et les autres voies modulées. Il tend vers zéro quand tous ces déphasages sont nuls. Il sert de signal d'erreur et est utilisé dans la boucle d'asservissement pour corriger la phase de la voie i. La boucle d'asservissement amène ce signal d'erreur à zéro en égalisant la phase de toutes les voies modulées avec la phase de la voie de référence. Chaque signal d'erreur pour les différents bras est obtenu de la même façon, en modifiant simplement la valeur de la fréquence de la modulation et de la détection synchrone. Le deuxième terme de l'équation (4) correspond au battement induit par le déphasage entre le $i^{\text{ème}}$ bras et les autres bras modulés. Cela permet d'augmenter le gain de la boucle d'asservissement et d'avoir ainsi un asservissement plus robuste.

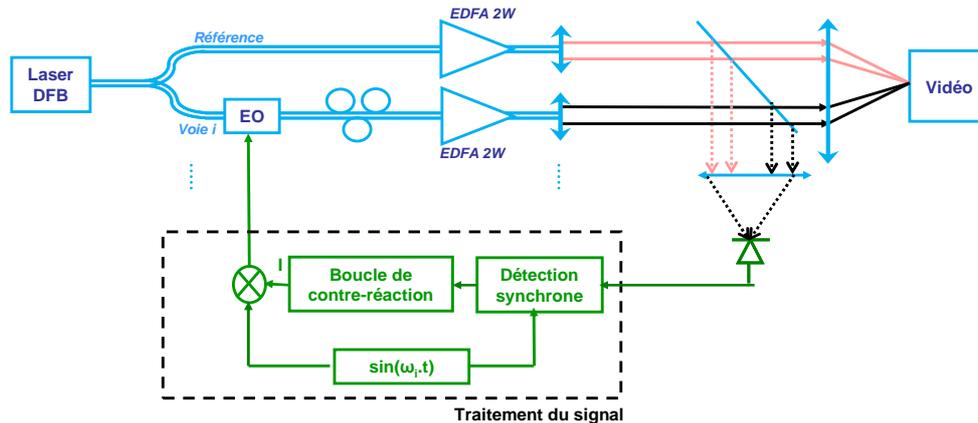


Figure III. 2 : Détail du circuit d'asservissement dans le cas de la combinaison de deux bras

1.3 CHOIX DES PARAMETRES DE MODULATION ET DE LA BOUCLE DE CONTRE-REACTION

Les fréquences de modulation et la bande passante du filtrage passe-bas doivent respecter certaines conditions afin que le courant en sortie de détection synchrone soit bien égal à l'équation (4). Si ces conditions ne sont pas respectées, des termes parasites supplémentaires viennent s'ajouter à l'équation (4) et la détection synchrone ne joue plus son rôle. Soit f_{bruit} la fréquence maximale des

fluctuations induisant un déphasage que l'on souhaite corriger. La fréquence de coupure f_{pb} du filtre passe-bas doit être supérieure à f_{bruit} pour couvrir l'intégralité de la bande spectrale des variations de phase que l'on souhaite corriger. De la même façon, l'intervalle successif Δf entre chaque fréquence de modulation f_i doit être supérieur à f_{pb} pour éviter de brouiller l'information. Enfin, la première fréquence de modulation f_1 , où se trouve la première raie de Bessel, doit être supérieure à $N-1$ fois l'intervalle de fréquence Δf pour éviter le recouvrement de l'information utile avec les termes d'intermodulation. De même, la deuxième raie de Bessel de la première modulation, qui se situe à $2.f_1+f_{bruit}$, doit être à une fréquence supérieure à la fréquence f_i de la première raie de Bessel des autres modulations. Cette condition est automatiquement remplie si la condition précédente est vérifiée.

$$\begin{aligned}
 f_{pb} &> f_{bruit} & (a) \\
 \Delta f &> f_{pb} & (b) \\
 f_i &= f_{i-1} + \Delta f & (c) \\
 f_1 - f_{bruit} &> (N-1)\Delta f & (d)
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

La figure ci-après illustre les conditions imposées aux différents paramètres dans le cas de trois bras à mettre en phase.

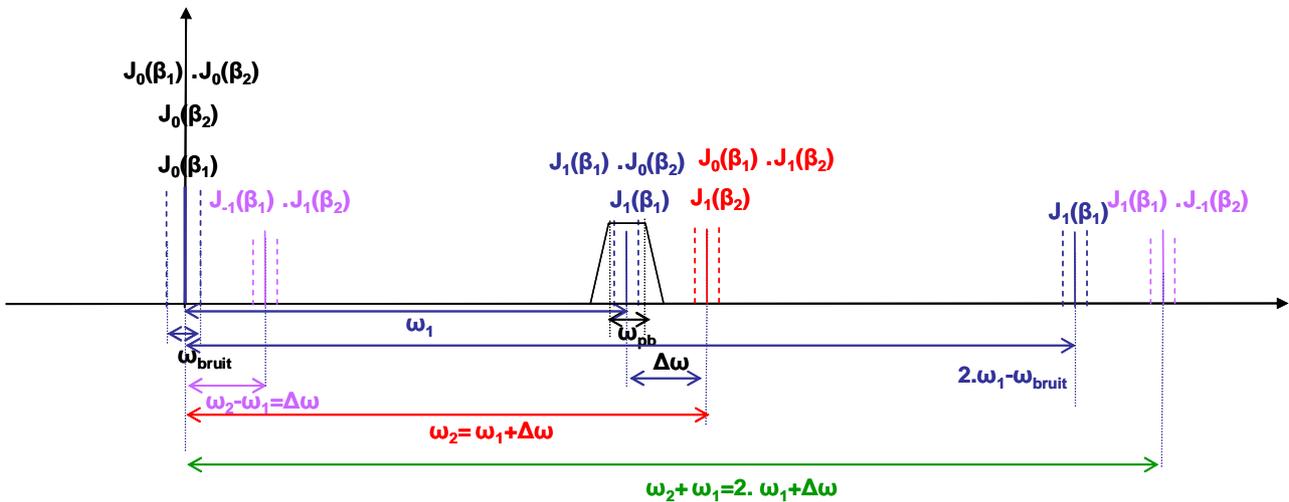


Figure III. 3 : Décomposition dans l'espace des fréquences du courant de sortie du détecteur dans le cas de trois bras à mettre en phase, avant détection synchrone

Ainsi, pour pouvoir choisir les fréquences de modulation et la bande passante de la boucle de contre-réaction, il faut parvenir à estimer, et si possible mesurer, la valeur de f_{bruit} . Comme nous l'avons vu dans le Chapitre I, les fréquences des principales fluctuations de phase dans les amplificateurs à fibre peuvent atteindre quelques kHz [3]. Nous allons vérifier ces valeurs dans le cas de nos amplificateurs à fibre dopée Er-Yb émettant à 1,5 μ m.

2 EXPERIENCE PRELIMINAIRE : ETUDE DES FLUCTUATIONS DE PHASE DANS LES AMPLIFICATEURS A FIBRE

Pour nos expériences, nous utilisons des amplificateurs à fibre dopée Er-Yb. Commercialisés par la société Keopsys (réf KPS-BT2-C-33-PM-PB-FA), leur puissance maximale de sortie est de +33 dBm (2 W). Ils sont polarisés linéairement (fibre amplificatrice à maintien de polarisation). La mesure de leurs fluctuations de phase nous permet de dimensionner les paramètres de la boucle d'asservissement de la phase.

2.1 DESCRIPTIF DU BANC DE MESURE DES FLUCTUATIONS DE PHASE

La mesure des fluctuations de phase est réalisée via un montage interférométrique (Figure III. 4). L'amplificateur à fibre est inséré dans un des deux bras d'un interféromètre Mach-Zehnder. L'autre bras de l'interféromètre comporte un modulateur acousto-optique afin de décaler la fréquence du faisceau laser de 100 MHz. Le signal est détecté par une photodiode et est démodulé en phase (I) et en quadrature (Q) à la même fréquence que celle de l'acousto-optique, ce qui permet de mesurer les fluctuations de phase différentielles entre les deux bras de l'interféromètre.

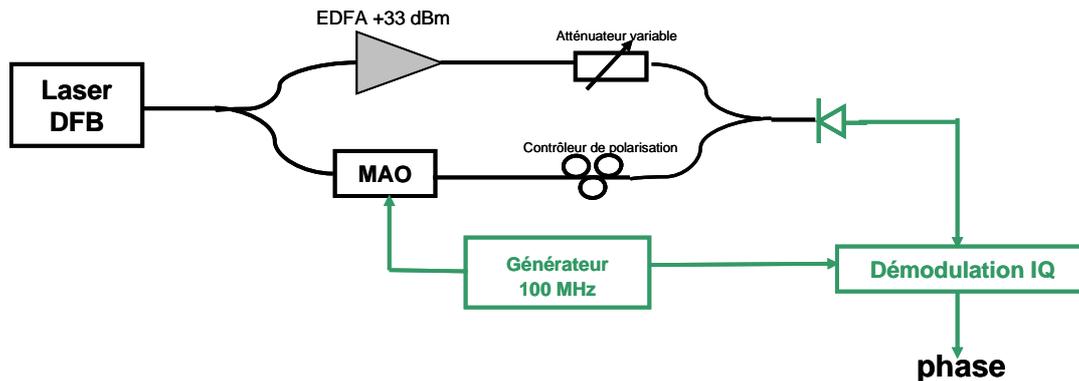


Figure III. 4: Dispositif expérimental de mesure des fluctuations de phase dans un amplificateur à fibre dopée Er-Yb

Un atténuateur variable est placé après l'amplificateur pour pouvoir équilibrer en puissance les voies sur le détecteur et limiter la puissance optique qu'il reçoit. Un contrôleur de polarisation permet quant à lui de maximiser le signal d'interférence en compensant les rotations de polarisation éventuellement induites par les connecteurs fibrés utilisés pour relier les différents éléments du dispositif.

2.2 RESULTATS OBTENUS

On compare les spectres de fluctuations de phase obtenus avec et sans amplification (Figure III. 5 (a)). Quand l'amplificateur est inactif, il est possible de mesurer des fluctuations de phase malgré la forte atténuation du signal. Dans ce cas, les fluctuations de phase sont considérablement réduites à partir de 100 Hz. Lorsque l'amplificateur fonctionne, le plancher de signal est plus important notamment aux très basses fréquences et aux fréquences supérieures à 100 Hz. De plus, des pics de fluctuations de phase sont également présents. Ils correspondent vraisemblablement à des fréquences caractéristiques des fluctuations de phase générées par le fonctionnement de l'amplificateur. Enfin, à partir de la dizaine de kHz, les fluctuations de phase sont plus faibles (Figure III. 5 (b)).

Aux très basses fréquences (<10 Hz), les fluctuations sont principalement dues à des phénomènes thermiques tels que l'évolution de la température dans la pièce ou la dissipation de la chaleur résultant du pompage des fibres dopées. Entre la dizaine et quelques centaines de Hertz, on observe principalement les fluctuations provoquées par les vibrations mécaniques telles que l'alimentation électrique des différents composants, électroniques ou opto-électroniques, ou encore les ventilateurs refroidissant les amplificateurs. Au-delà d'une centaine de Hertz et jusqu'à quelques kilohertz, on trouve des perturbations acoustiques. Enfin, rappelons que le pompage, outre les perturbations générées par dissipation thermique, provoque également des variations de phase à cause du bruit d'intensité de la puissance de pompe. Les variations du gain sont liées aux variations de l'inversion de population. Ainsi les variations de la pompe se traduisent par des variations de l'indice et donc de la phase [4]. Celles-ci se superposent, dans notre cas, avec les autres perturbations. Elles

doivent être cependant plus importantes en fonctionnement impulsionnel. Toutes ces perturbations agissent directement sur l'indice optique des fibres optiques et sur leur dilatation, entraînant ainsi une variation des chemins optiques parcourus.

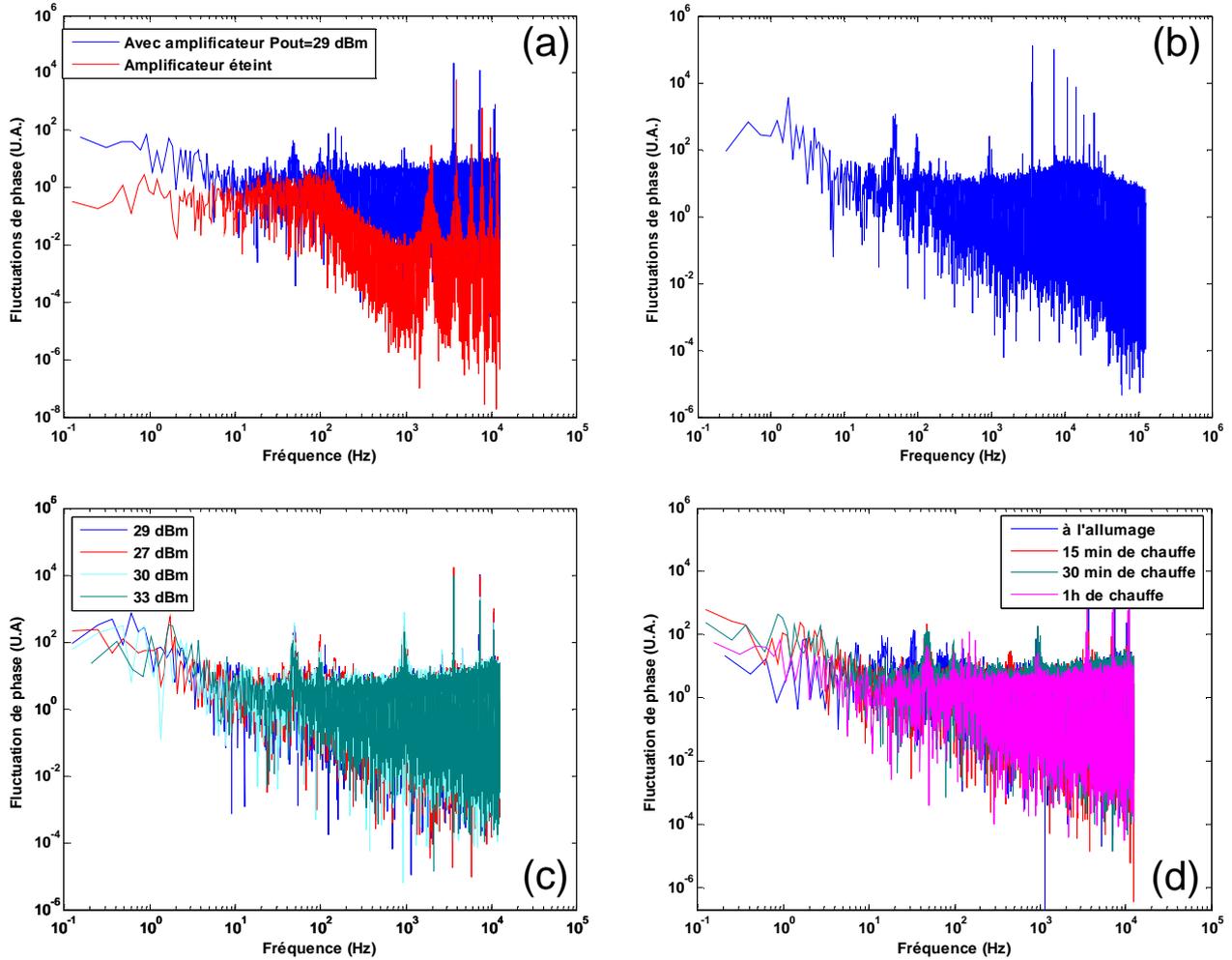


Figure III. 5 : Spectres des fluctuations de phase. Comparaison avec et sans amplification (a), amplificateur $P_{out}=29$ dBm avec bande passante étendue à 100 kHz (b), comparaison de plusieurs puissances d'émission (c) et évolution du spectre pendant la période de chauffe (d)

L'ensemble de ces fluctuations est observée quelle que soit la puissance de sortie délivrée par l'amplificateur (Figure III. 5 (c)). Au-delà de ~ 10 Hz, les spectres sont identiques et présentent exactement les mêmes pics de fluctuations de phase correspondant aux différentes perturbations environnementales. Seules les fluctuations à très basses fréquences liées à la dissipation thermique des diodes de pompe pourraient être légèrement affectées par l'augmentation de la puissance. Cependant, à ces fréquences, la résolution est limitée et empêche une mesure quantitative. En effet, le temps de mesure est trop court. Néanmoins, notre principal intérêt réside dans la détermination de la bande passante utile, c'est-à-dire la fréquence de coupure maximale de l'asservissement. C'est pourquoi nous avons privilégié un temps de mesure court. Des mesures complémentaires, plus précises aux basses fréquences, ont été menées à l'Onera [5]. Elle concerne des amplificateurs Yb pouvant fournir jusqu'à 100 W. La dynamique des fluctuations est fonction du conditionnement de l'amplificateur et non de la puissance laser. La seule dépendance observée se situe dans la zone des basses fréquences (< 10 Hz), ce qui correspond aux fluctuations de flux de chaleur à l'interface gaine/milieu extérieur : les auteurs

notent une augmentation de la densité spectrale de bruit. Il est important de noter que cette étude a été réalisée sur un amplificateur réalisé en laboratoire. A la différence de nos amplificateurs commerciaux, celui-ci est optimisé pour limiter les perturbations. Il n'est pas contenu dans une boîte ce qui limite grandement les fluctuations de phase dues à l'environnement mécanique et acoustique. C'est pourquoi nous avons, avec nos amplificateurs commerciaux, une bande passante des fluctuations plus importante. De plus, afin d'être le plus proche des conditions « terrain », nous n'avons pas souhaité réduire les fluctuations de phase en travaillant sur leurs origines (isoler les vibrations des différents éléments du système ou encore éloigner les ventilateurs de refroidissement des fibres optiques).

Notons également que les fluctuations sont plus importantes lors de la période de chauffe des amplificateurs, à cause d'une plus forte dissipation thermique à l'allumage des diodes de pompe (Figure III. 5 (d)). Dans nos expériences, nous nous intéressons uniquement au régime permanent, c'est-à-dire quand la puissance est établie et que les fréquences des fluctuations sont stabilisées. En pratique, on considère ce régime atteint au bout de 15 minutes.

Ces résultats expérimentaux sont en accord avec les études menées au MIT sur l'étude des fluctuations de phase dans les amplificateurs à fibre dopée Yb [3] ou encore à Thales Research & Technology sur des amplificateurs à fibre dopée Er-Yb [6]

On peut donc raisonnablement envisager de limiter la correction des fluctuations de phase et donc la bande passante de l'asservissement, à 10 kHz, l'amplitude des fluctuations de phase diminuant ensuite de manière conséquente.

3 MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE DE LA COMBINAISON COHERENTE

La combinaison cohérente de 2 puis 3 amplificateurs à fibre est réalisée expérimentalement. Avant de mettre en œuvre le dispositif expérimental, les paramètres d'asservissement ainsi que certains éléments importants doivent être déterminés.

3.1 CHOIX DES ELEMENTS DU DISPOSITIF

3.1.1 Choix des fréquences de modulation

Comme nous l'avons vu précédemment, nous souhaitons mettre en œuvre une correction de la phase pouvant aller à quelques kHz. On définit ainsi les fréquences de modulation et de coupure du filtre passe-bas qui satisfont l'équation (5).

Pour une correction de phase allant jusqu'à $f_{bruit} = 5 \text{ kHz}$, on définit un filtre passe-bas de fréquence de coupure $f_{pb} = 10 \text{ kHz}$. Pour réaliser la combinaison de 3 voies, il faut disposer de deux voies modulées et d'une voie de référence. Soit alors, $N=2$ fréquences de modulation : $f_1 = 35 \text{ kHz}$ et $f_2 = 61 \text{ kHz}$, ie $\Delta f = 26 \text{ kHz}$, on vérifie bien :

$$\begin{aligned} f_{bruit} &< f_{pb} \\ f_1 - f_{bruit} &= 30 \text{ kHz} > (N-1)\Delta f = 26 \text{ kHz} \\ 2f_1 - f_{bruit} &= 65 \text{ kHz} > f_1 + (N-1)\Delta f = f_2 = 61 \text{ kHz} \end{aligned} \quad (6)$$

Ce sont ces paramètres de modulation que l'on va utiliser expérimentalement.

3.1.2 Choix du modulateur de phase

Le modulateur de phase est un élément important du montage. C'est lui qui imprime le déphasage compensateur ainsi que la modulation fréquentielle qui « marque » chacune des voies. Il doit avoir les caractéristiques suivantes :

- Une grande dynamique d'au moins 2π pour pouvoir compenser n'importe quelle différence de phase entre la voie de référence et la voie à corriger.
- Une grande bande passante, supérieure à la dizaine de kHz pour compenser toutes les fluctuations de phase et supérieure à la centaine de kHz pour pouvoir accepter toutes les fréquences de modulation.
- Il doit être fibré, pour garder la compacité et la robustesse des systèmes à fibre, et, si possible, à maintien de polarisation et avec de faibles pertes d'insertion.

Au vu de l'état de l'art (Chapitre I), plusieurs types de modulateur de phase peuvent être utilisés pour réaliser la combinaison de faisceaux par contrôle actif de phase. Il s'agit des modulateurs basés sur des matériaux piézo-électriques [7], les modulateurs acousto-optiques [3] et les modulateurs électro-optiques [8]. La principale spécificité de la technique de modulation fréquentielle réside dans l'ajout de la sur-modulation qui nécessite une bande passante plus importante. Les matériaux piézo-électriques ont des fréquences de coupure basses (quelques dizaines de kHz) et par conséquent, une bande passante limitée qui certes suffit pour compenser les fluctuations de phase mais est insuffisante pour ajouter la modulation fréquentielle. Bien sûr, on pourrait envisager d'imprimer la modulation fréquentielle sur un élément différent de celui qui réalise la compensation de phase mais pour des raisons de compacité nous préférons regrouper ces deux fonctions dans un unique élément. Les modulateurs acousto-optiques et électro-optiques LiNbO_3 peuvent être tous les deux envisagés. Leur bande passante est conséquente, supérieure à 100 MHz et leur dynamique est supérieure à 2π . Ils ont également l'avantage d'être fibrés avec des pertes d'insertion faibles (~ -3 dB).

Notre choix s'est porté sur des modulateurs électro-optiques LiNbO_3 qui, outre leur bande passante élevée, présentent l'avantage de pouvoir être pilotés par des signaux basses tensions.

Remarque : On rappelle que le Hughes Research Laboratory a implémenté une technique par modulation de la puissance de pompe des amplificateurs à fibre [9]. Bien que présentant de bons résultats, cette technique est difficile à mettre en oeuvre dans notre cas puisque nous utilisons des amplificateurs commerciaux dont les diodes de pompe ne sont pas modulables directement.

3.1.3 Choix de la collimation

Nous l'avons vu, il est indispensable de collimater les faisceaux en sortie de fibre pour augmenter le taux de remplissage de la pupille et limiter le nombre de lobes de la figure d'interférence (Chapitre II). Cela permet d'améliorer l'efficacité de combinaison, notamment le taux de combinaison dans le lobe principal et, par conséquent, améliorer la densité de puissance en champ lointain (Figure III. 6).

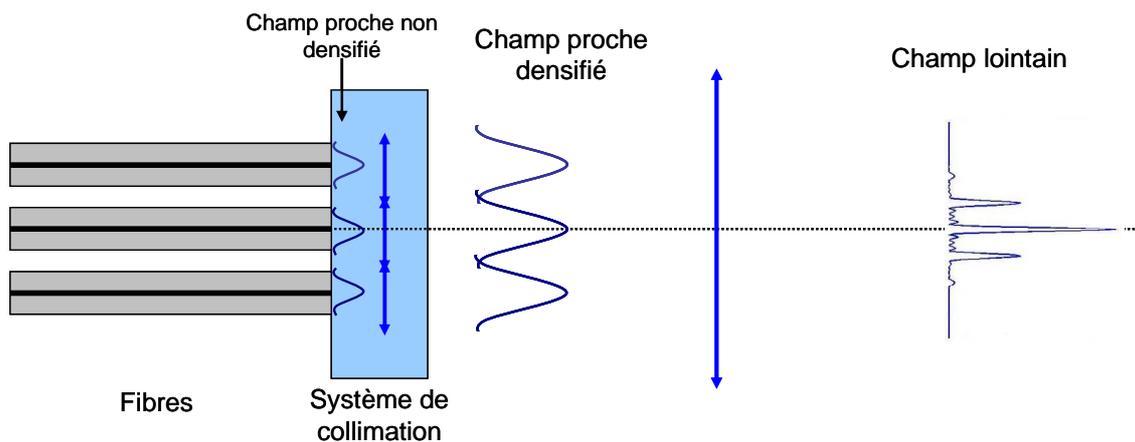


Figure III. 6 : Utilité principale du système de collimation : augmentation de la densité de puissance en champ lointain

Pour cela, il faut tout d'abord disposer les fibres au plus près les unes des autres. Cela peut se faire en utilisant, par exemple, un système de cannelures en V en silicone appelé V-groove (Figure III. 7 (a)). Les fibres sont alors placées les unes à côtés des autres et leur espacement peut se réduire au mieux à deux fois le rayon de gaine. On ajoute un système de collimation pour augmenter la taille des rayons des faisceaux individuels et ainsi densifier la pupille. Le système peut se faire en technologie guidée ou en espace libre. Dans le premier cas, on utilise alors des fibres lentillées (Figure III. 7 (c)). Cette technique consiste à laisser le faisceau s'étaler dans un tronçon de fibre à gradient d'indice parabolique soudé en sortie de fibre. Il est possible d'avoir un taux de remplissage encore meilleur en espace libre. On utilise alors une matrice de microlentilles dont le pas doit correspondre au pas du V-groove (Figure III. 7 (b)). Selon la focale des microlentilles, on obtient une pupille plus ou moins densifiée. Enfin, il est possible de fabriquer des systèmes intégrés combinant V-groove et matrice de microlentilles (Figure III. 7 (d)).

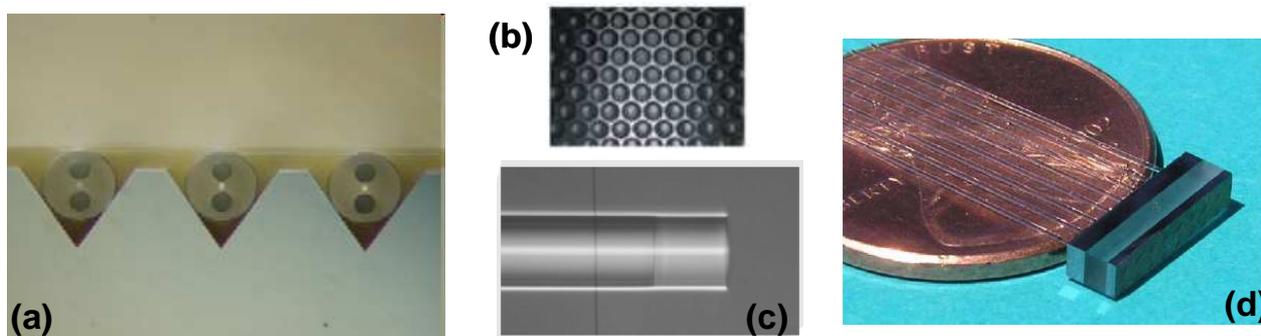


Figure III. 7 : Exemples de V-groove (a), de matrice de microlentilles (b), de fibre lentillée (c) et de système intégré (d). D'après [10][11][12]

Nous avons, quant à nous, choisi un montage différent. La collimation se fait par l'intermédiaire de collimateurs fibrés de focale 8 mm maintenus dans des supports adaptés. L'espacement entre les faisceaux est donc important, ces collimateurs n'étant pas adaptés pour maximiser le taux de remplissage. Nous avons donc un taux de remplissage de la pupille faible de 4%. Néanmoins, ces collimateurs nous permettent de réaliser toutes les expériences de mise en phase. Avec un taux de remplissage plus élevé, la figure d'interférence comporterait moins de lobes. Toutefois, cela n'a que peu d'incidence sur la stabilité de notre mise en phase. Ce taux de remplissage trouvera son intérêt dans les expériences présentées au Chapitre IV.

3.2 MONTAGE EXPERIMENTAL DE COMBINAISON COHERENTE

3.2.1 Description du dispositif expérimental

Le montage expérimental de combinaison cohérente est présenté en Figure III. 8 et Figure III. 9. L'oscillateur maître est un laser à fibre DFB Koheras polarisé linéairement délivrant jusqu'à 22 mW à 1,55 μm avec une largeur de raie inférieure à 50 kHz (réf. Idil-OSC10-PM-1550). Grâce à deux coupleurs 50 :50, l'émission laser est séparée en trois voies qui sont amplifiées séparément par des amplificateurs à fibre de la société Keopsys 2 W (EDFA +33 dBm) à maintien de polarisation. Deux des voies comportent un modulateur électro-optique (réf. Photline MPX-LN04), placé avant amplification, qui permet d'appliquer simultanément la commande de mise en phase et la modulation de marquage. La troisième voie, non modulée, sert de voie de référence.

Les sorties des amplificateurs fibrés sont collimatées grâce à trois collimateurs fibrés de 12 mm de diamètre et de 8 mm de focale, agencés en triangle. Les faisceaux collimatés interfèrent en champ lointain, où un détecteur prélève une fraction du signal d'interférence, qui est ensuite démodulée à chaque fréquence de marquage ($\omega_1 = 35$ kHz, $\omega_2 = 61$ kHz) par le biais de deux détections synchrones. Chaque signal démodulé est fonction des sinus du déphasage entre la voie considérée et des autres voies (équation (4)). Il sert de signal d'erreur en entrée de la boucle d'asservissement. Celle-ci est implémentée à l'aide d'une carte numérique disposant de plusieurs voies. Les commandes résultantes en sortie de la carte sont appliquées à chacun des modulateurs électro-optiques et permettent de maintenir les courants d'erreur des voies modulées, $i_{k\text{ erreur}}(t)$, à zéro en induisant des déphasages qui compensent les écarts de phase avec la voie de référence.

On utilise une camera CCD, afin de visualiser la figure d'interférence en champ lointain.

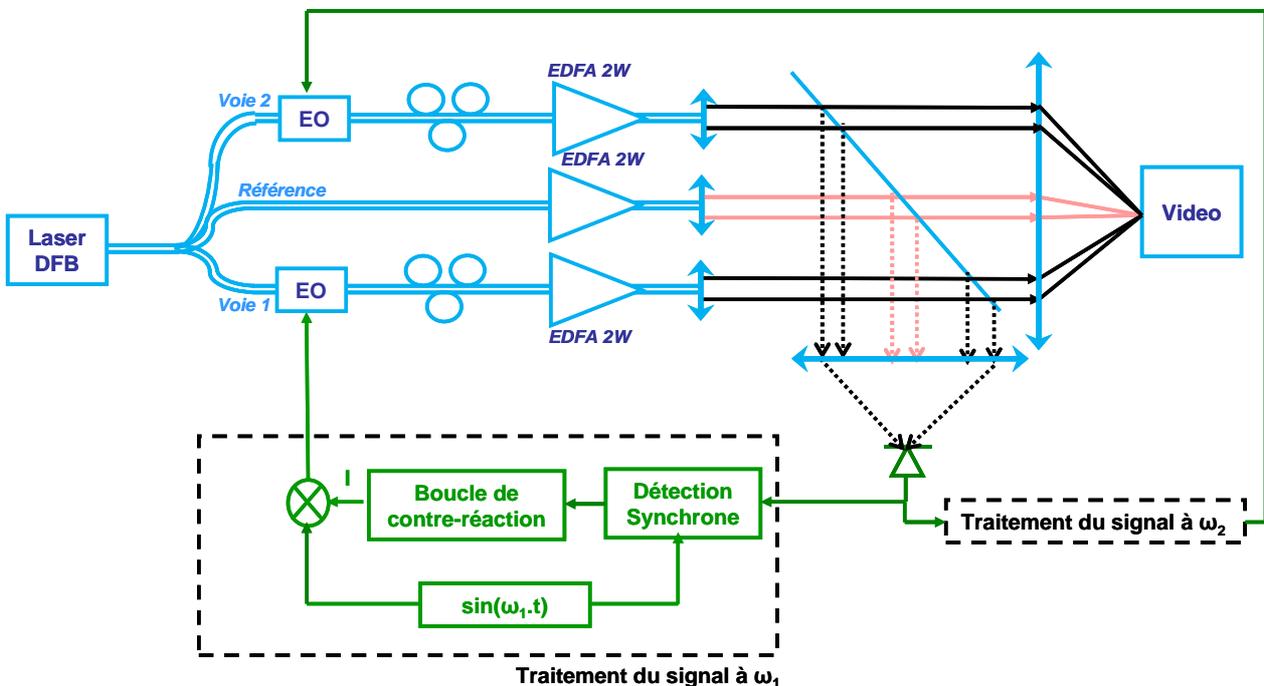


Figure III. 8 : Dispositif expérimental de combinaison de trois amplificateurs à fibre

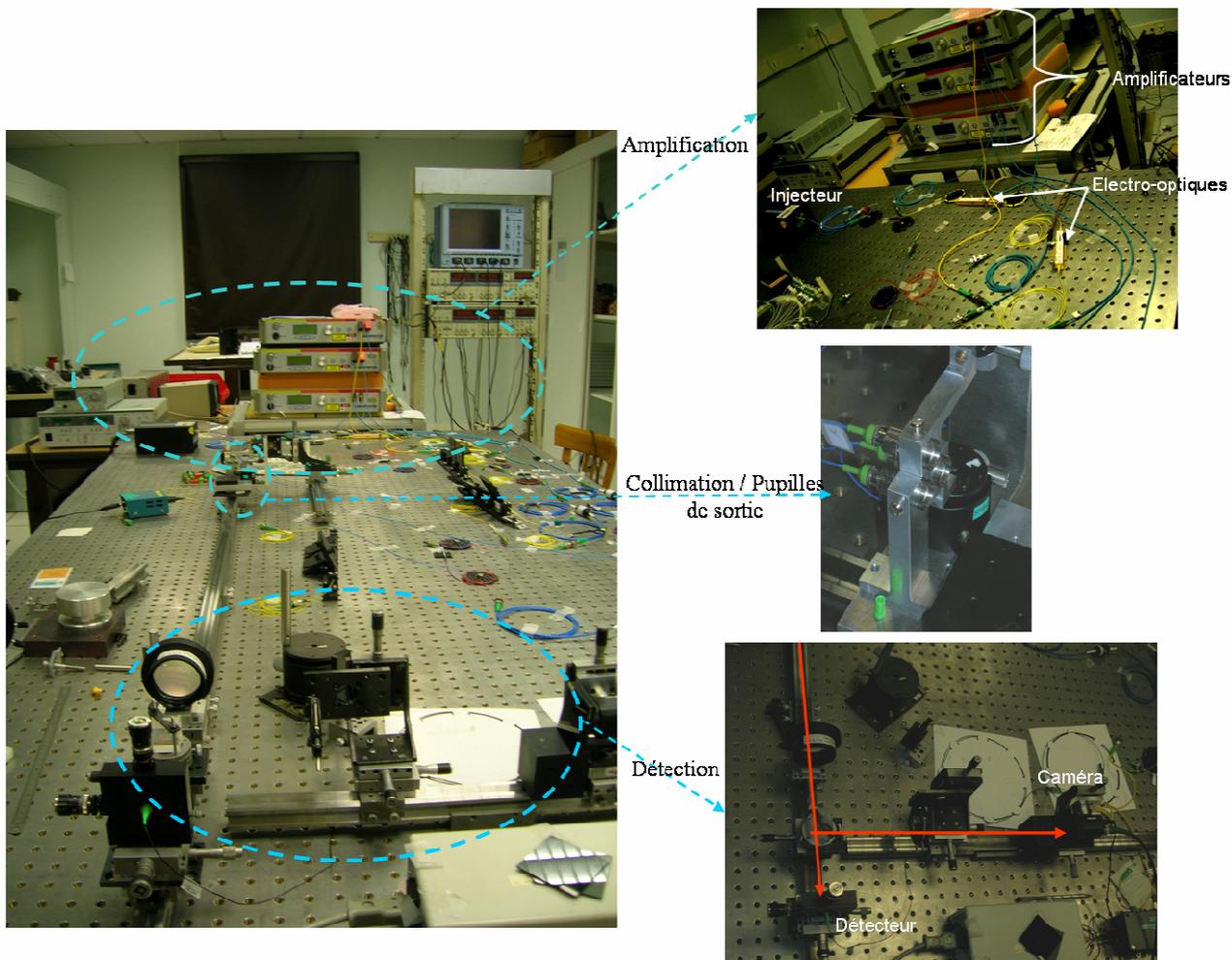


Figure III. 9 : Photographies du dispositif expérimental

3.2.2 Présentation du signal reçu par le photodétecteur

La Figure III. 10 présente un signal d'interférence typique issu du détecteur. Quand la boucle de contrôle est inactive, la tension de sortie du signal d'interférence fluctue entre un niveau nul et un niveau où le signal est maximum. Ils correspondent respectivement aux niveaux des interférences destructives et constructives. Il est à noter que la figure d'interférence est imagée sur le détecteur de telle sorte que celui-ci ne collecte que le signal correspondant à moins d'une demi-frange. Ainsi, on a bien un signal correspondant à l'évolution de la figure d'interférence et non moyenné sur plusieurs franges. Quand la boucle d'asservissement est active, le signal d'interférence électrique se stabilise à la valeur maximale : le système est alors mis en phase et les interférences restent constructives en permanence. Comme nous le verrons par la suite, l'efficacité de la mise en phase est déterminée par l'amplitude du signal ainsi que par son écart-type.

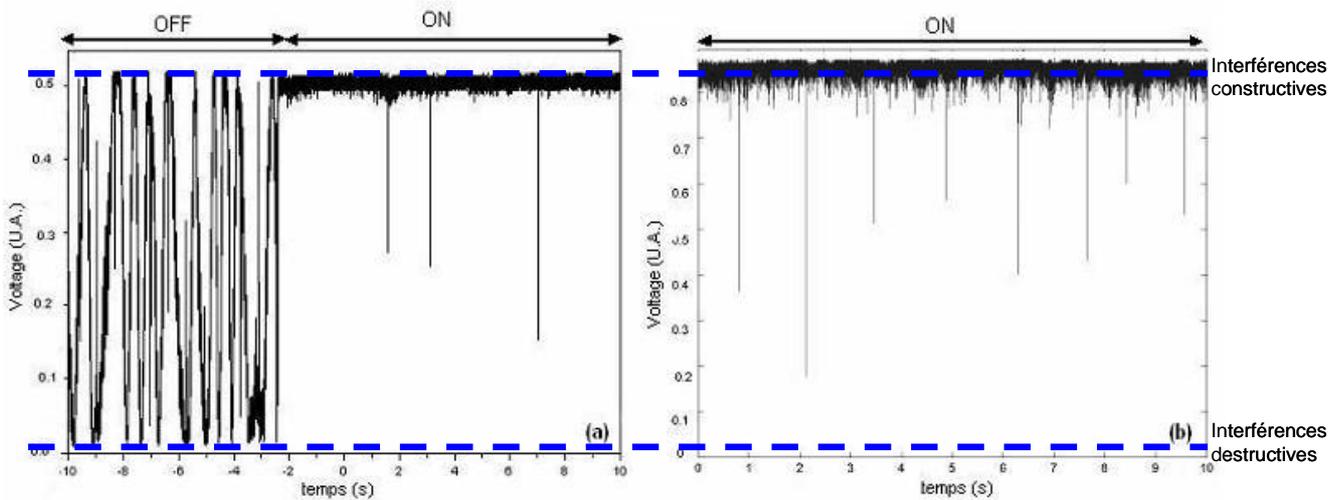


Figure III. 10 : Signal d'interférence issu du détecteur lors de la combinaison de deux voies (a) et trois voies (b). L'asservissement est d'abord éteint OFF puis allumé ON.

3.2.3 Présentation de la carte d'asservissement numérique

La carte d'asservissement est une carte numérique avec un asservissement proportionnel intégral (PI). La même carte dispose de plusieurs voies et traite en parallèle les deux signaux d'interférence correspondant respectivement aux interférences entre les voies 1 et 2 et la voie de référence. Le temps de réponse minimale de la carte a été mesurée à $300 \mu\text{s}$, ce qui signifie que la carte ne peut pas corriger des fluctuations au-delà de $\sim 3 \text{ kHz}$. Cela s'avère cependant suffisant pour réaliser la mise en phase de manière efficace comme nous le verrons par la suite. En sortie de carte, on adapte la dynamique du signal à la plage de tension de commande de l'électro-optique. En effet, la carte délivre une tension entre 0 et 3 V tandis que l'électro-optique fonctionne entre $\pm 15 \text{ V}$ correspondant à une excursion de $\sim 4\pi$.

Un des éléments critiques vient de la gestion de la plage d'excursion finie de l'électro-optique. En effet, il est courant que les fluctuations de phase aient des excursions qui dépassent les déphasages de $\pm 2\pi$ accessible à l'électro-optique. Cela est le cas lorsqu'il y a, par exemple, une dérive en température. Le signal de commande approche la tension maximale ou minimale de l'électro-optique. La carte d'asservissement opère alors un déphasage de 2π afin de ramener la tension de commande plus près du centre de sa plage de fonctionnement. C'est ce qu'on appelle le système de bascule. Nous limitons volontairement la plage de tension de commande à $\pm 11 \text{ V}$ (soit un peu plus de 2π) pour éviter d'être trop en bord de plage de fonctionnement de l'électro-optique ce qui risquerait de dégrader le signal d'interférence. Cela se traduit sur le signal d'interférence par la présence de décrochages très brefs (Figure III. 10). La qualité de la combinaison cohérente n'est pas affectée sur le long terme car la mise en phase reste efficace sur l'essentiel du temps de fonctionnement des sources laser.

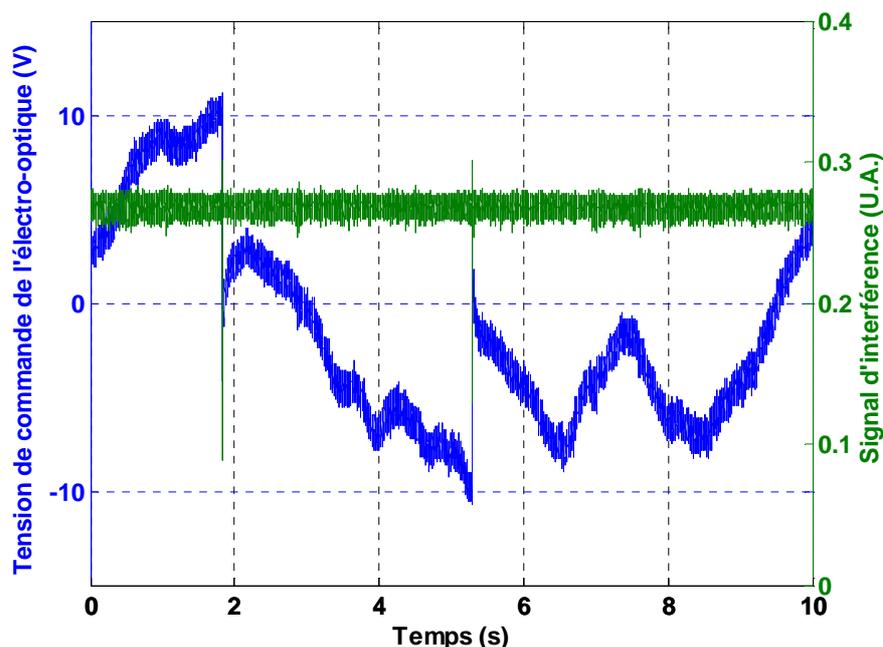


Figure III. 11 : Variations temporelles du signal de commande envoyé à l'électro-optique (bleu) et du courant d'interférence (vert).

3.3 RESULTATS EXPERIMENTAUX

3.3.1 Figure d'interférence

Lorsque le système d'asservissement est inactif, la position de la figure d'interférence est instable. Les différences de phase entre les voies entraînent un défilement des lobes d'interférence. Ceux-ci ne sont donc pas fixes, que ce soit en position ou en intensité. En revanche, lorsque le système d'asservissement est actif, la figure d'interférence se stabilise à la fois en position et en intensité. Elle reste fixe quand les voies sont perturbées manuellement, par exemple en bougeant les fibres, du moins tant que les fréquences caractéristiques de ces perturbations restent dans la bande de l'asservissement.

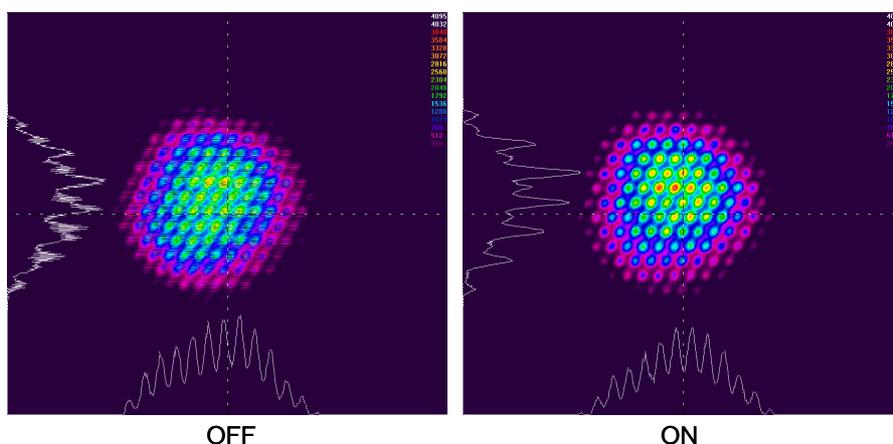


Figure III. 12 : Figures d'interférence en champ lointain obtenues quand l'asservissement est inactif (OFF) puis actif (ON)

Dans le montage, les faisceaux ne sont pas suffisamment proches pour que la pupille en champ proche soit fortement densifiée. En effet, la séparation de plus d'un centimètre entre eux conduit à un taux de remplissage de la pupille de seulement 4 %. La figure d'interférence en champ lointain présente donc de nombreux lobes. Une simulation numérique montre que dans cette configuration la fraction de puissance contenue dans le lobe central est d'environ 5% (Figure III. 13 (a)).

En revanche, si la pupille était plus densifiée, avec par exemple un taux de remplissage de 36% (Figure III. 13 (b)), la figure d'interférence en champ lointain présenterait moins de lobes avec un maximum d'intensité dans le lobe central. Le taux de combinaison approcherait alors les 65%. Ce taux de remplissage peut être atteint soit en gardant le même écart entre les fibres et en augmentant le rayon après collimation soit en gardant la même collimation tout en rapprochant les fibres (Figure III. 13 (b)). Cela peut être réalisé en pratique en utilisant une matrice de fibres placée dans un V-groove ainsi qu'une collimation par une matrice de microlentilles (paragraphe 3.1.3).

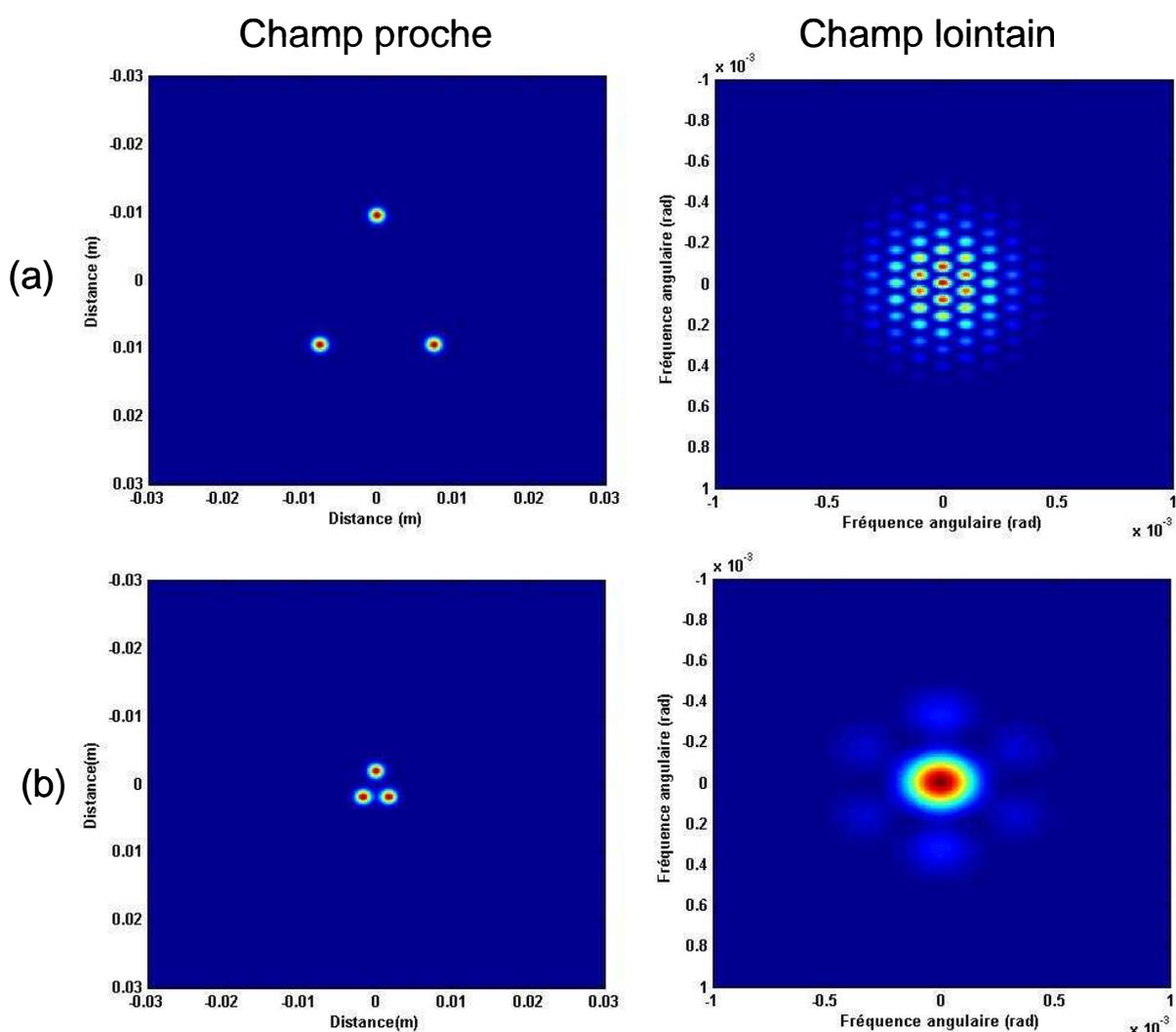


Figure III. 13 : Simulation numérique du champ proche et du champ lointain obtenus dans le cas d'une pupille non densifiée (a) et dans le cas d'une pupille densifiée (b)

Remarque : Nous n'avons pas mesuré expérimentalement les critères de qualité (taux de combinaison, rapport de Strehl....) qui, à cause du faible taux de remplissage, ne sont pas significatifs

de la qualité et de l'efficacité de la mise en phase obtenue. Pour cela, nous avons préféré nous concentrer sur la mesure de l'erreur de phase résiduelle (paragraphe 3.3.2).

La caméra utilisée est une caméra CCD Spiricon comprenant une matrice en silicium et un traitement au phosphore pour convertir le rayonnement infrarouge à $1,55 \mu\text{m}$ en un rayonnement aux alentours de 900 nm . A cause de la diffusion de la matrice phosphore, une réponse unitaire sur cette matrice n'est plus unitaire sur la matrice silicium. Cela entraîne une baisse de résolution de la caméra et un léger flou sur l'image obtenue à $1,5 \mu\text{m}$. On ne peut donc pas utiliser les figures d'interférences pour quantifier la qualité de la mise en phase. En revanche, elles donnent un bon aperçu qualitatif, en particulier de la stabilité en position et en intensité de la figure d'interférence.

Par ailleurs, pour évaluer la qualité réelle d'une mise en phase, il ne faut pas se fier à un film vidéo qui filtre une partie des instabilités réelles, mais plutôt aux variations temporelles du courant d'interférence, ainsi que l'illustre la Figure III. 14. La courbe rose correspond à un signal électrique d'interférence entre deux bras fibrés avec un résidu de déphasage et des sauts de phase relativement nombreux, obtenus en imposant volontairement des chocs mécaniques au montage. La courbe bleue représente ce que l'on verrait sur une caméra vidéo : elle a été obtenue en filtrant la courbe réelle (en rose) avec une fréquence de coupure de 25 Hz , proche de la cadence d'acquisition de la caméra CCD. Il apparaît clairement que la majeure partie des instabilités est filtrée et n'est pas visible à la vidéo. Cela donne l'impression que la mise en phase est effective en permanence.

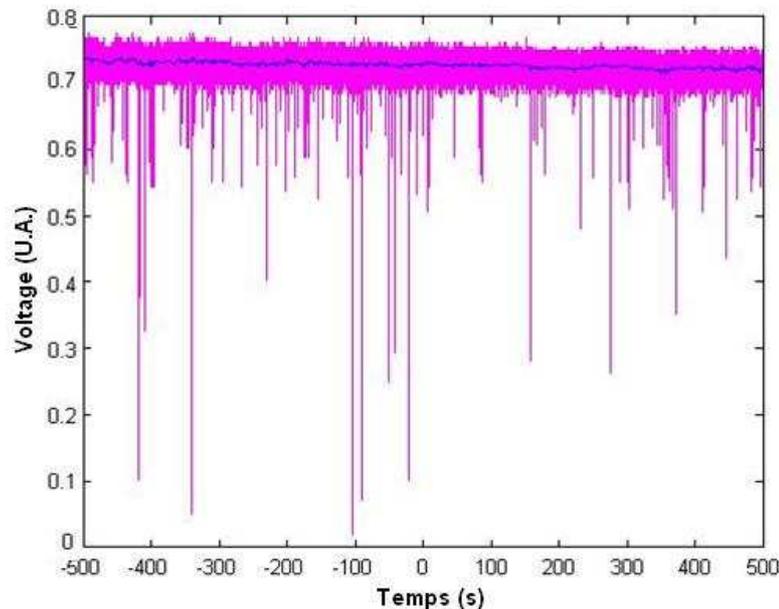


Figure III. 14 : Signal d'interférence entre deux voies fibrées en présence de nombreux sauts de phase en rose, et le même signal filtré à la cadence d'acquisition vidéo de 25 Hz en bleu

3.3.2 Quantification de l'erreur de phase résiduelle

Nous venons de mettre en évidence les limites de l'acquisition vidéo pour quantifier la qualité de la mise en phase. Cette dernière ne peut être obtenue que par la mesure de l'erreur de phase résiduelle évaluée à partir du signal électrique d'interférence entre le $k^{\text{ième}}$ élément et la référence. Cette mesure utilise un détecteur séparé. Un signal d'interférence type est présenté en Figure III. 15.

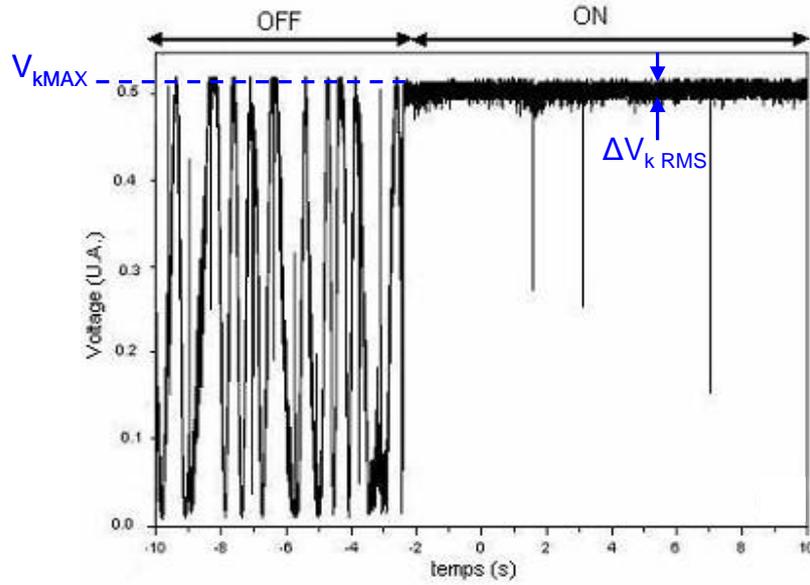


Figure III. 15 : Signal d'interférence type entre la $k^{\text{ième}}$ voie et la référence. OFF l'asservissement est inactif, ON l'asservissement est actif

Quand la boucle de contrôle est inactive, la tension de sortie du signal d'interférence fluctue entre 0 et V_{kMAX} volts, qui correspondent respectivement aux niveaux des interférences destructives et constructives entre les deux voies. Quand la boucle d'asservissement est active, le signal d'interférence électrique se stabilise au voisinage de la valeur V_{kMAX} avec une erreur quadratique moyenne ΔV_{kRMS} . L'erreur de phase résiduelle est calculée à partir de la dérivée du signal électrique d'interférence qui est égal à :

$$V_k = \frac{V_{kMAX}}{2} (1 + \cos \Delta\phi_k) \quad (8)$$

où $\Delta\phi_k$ est la différence de phase entre la $k^{\text{ième}}$ voie et la voie de référence. Si ΔV_{kRMS} est petit devant V_{kMAX} , l'erreur de phase quadratique moyenne peut être approximée par :

$$\Delta\phi_{kRMS} = 2 \sqrt{\frac{\Delta V_{kRMS}}{V_{kMAX}}} \quad (9)$$

Sur notre montage expérimental, les mesures d'erreur de phase résiduelle ont donné les résultats suivants : on obtient une erreur de $\lambda/30$ entre la voie 1 et la voie de référence. Elle est de $\lambda/31$ entre la voie 2 et la voie de référence. Ainsi l'erreur de phase résiduelle globale est limitée par la plus faible des voies, elle est égale à $\lambda/30$ sur l'ensemble des voies (Figure III. 16). Cette valeur est excellente et se compare à d'autres résultats de la littérature [13]. On peut donc considérer que notre détection et notre boucle d'asservissement opèrent de façon très efficace.

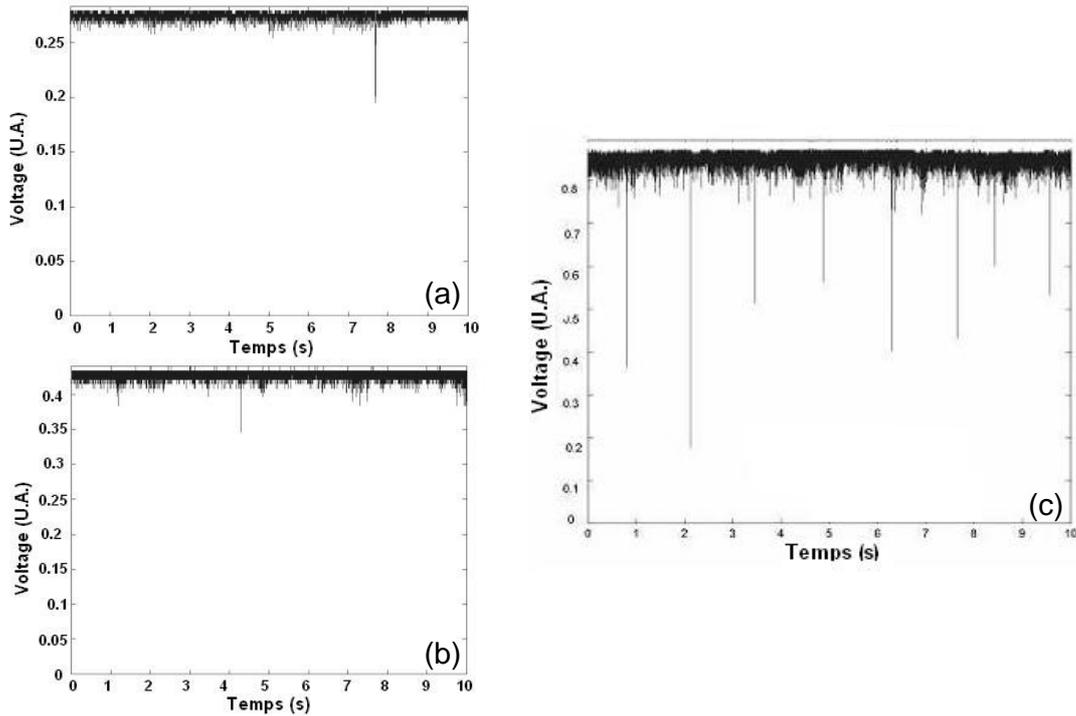


Figure III. 16 : Signal d'interférence entre la voie 1 et la voie de référence (a), entre le voie 2 et la voie de référence (b) et les trois voies ensemble (c)

Il existe une autre façon de mettre en évidence de manière qualitative l'efficacité de la mise en phase : il s'agit du spectre des fluctuations de phases obtenu lorsque l'asservissement est ou non en fonctionnement (Figure III. 17). Pour l'obtenir, on utilise une méthode différente de celle décrite au paragraphe 2. Elle consiste à analyser par transformée de Fourier la composition spectrale du signal d'interférence reçu par le détecteur. On constate qu'on a une baisse importante des fluctuations de phase en dessous de quelques kHz lorsque l'asservissement fonctionne, ce qui démontre l'efficacité de la mise en phase.

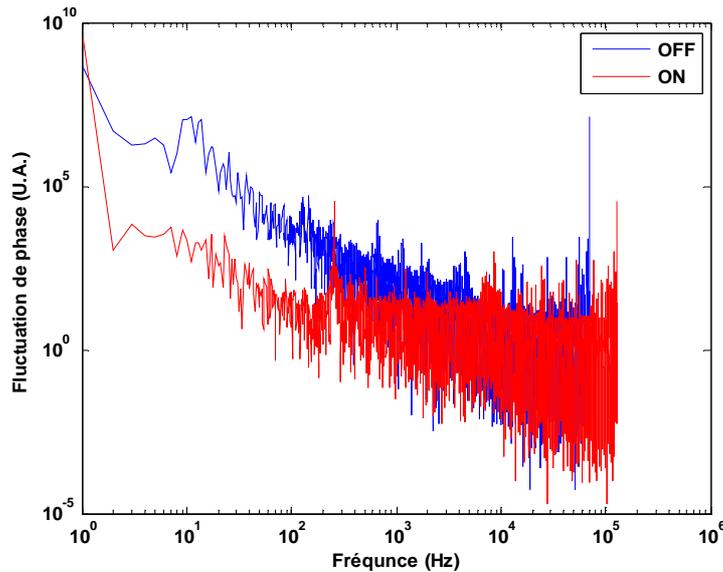


Figure III. 17 : Comparaison des spectres de fluctuations de phase quand la mise en phase est inactive (OFF) et active (ON)

3.4 APPLICATION DE LA COMBINAISON COHERENTE A LA MICRO-DEVIATION DE FAISCEAU

Le montage expérimental permet également de mettre en évidence la capacité de micro-déviaton offerte par la combinaison cohérente (cf Chapitre I et Chapitre II). Cela peut se faire par l'ajout d'une rampe de phase à la commande de contrôle. Dans notre cas, comme nous n'utilisons qu'un seul détecteur, il est plus simple de déplacer légèrement celui-ci. La boucle de contre-réaction agit sur les électro-optiques de manière à adapter le déphasage entre les voies. Le lobe principal de la figure d'interférence est ainsi positionné sur le détecteur. Il se déplace donc en même temps que le détecteur. Plutôt que de déviation de faisceau, nous pouvons parler de « suivi de cible ».

Afin d'étudier le signal électrique d'interférence reçu par le détecteur pendant la déviation du faisceau combiné, nous avons défini 5 étapes (Figure III. 18). En (A) le faisceau est dans sa position initiale, puis on déplace verticalement le détecteur (B) avant de stabiliser la position (C). On recommence l'opération par un déplacement horizontal (D et stabilisation E).

Le signal d'erreur rms est sensiblement égal à celui obtenu lors de la mise en phase simple, sans déplacement du faisceau, et ce même lors des phases de transitions (B) et (D). La combinaison cohérente est assurée tout au long de l'expérience de déviation du faisceau.

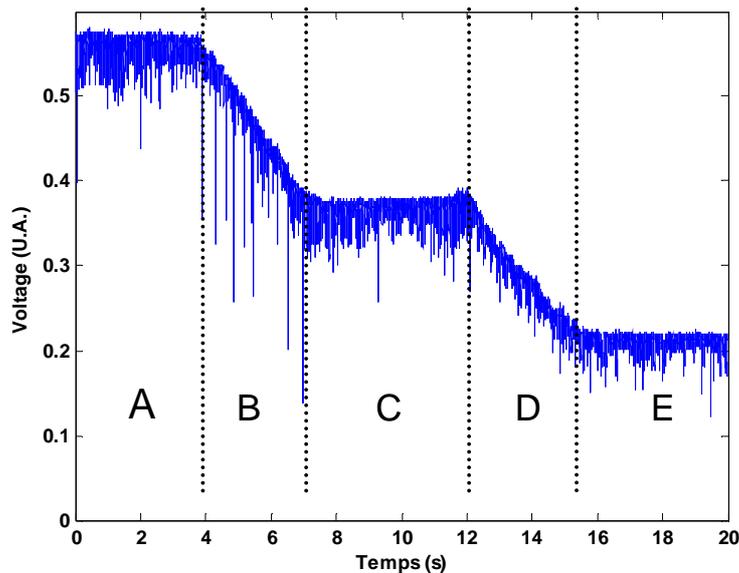


Figure III. 18 : Signal reçu par le détecteur lors de la déviation de faisceau pour les différentes étapes de la déviation du faisceau combiné. B et D sont les phases de déplacement du faisceau.

Les figures d'interférence correspondant à chacune des étapes sont données en Figure III. 19. A cause de la présence de nombreux lobes, il est difficile de se rendre compte de la déviation du faisceau réalisé, d'autant plus que l'angle de déviation du faisceau est limité par l'ouverture d'une fibre élémentaire. Cependant, les profils de coupe de la figure d'interférence correspondant à la croix sur les figures, donnent un aperçu de la déviation réalisée.

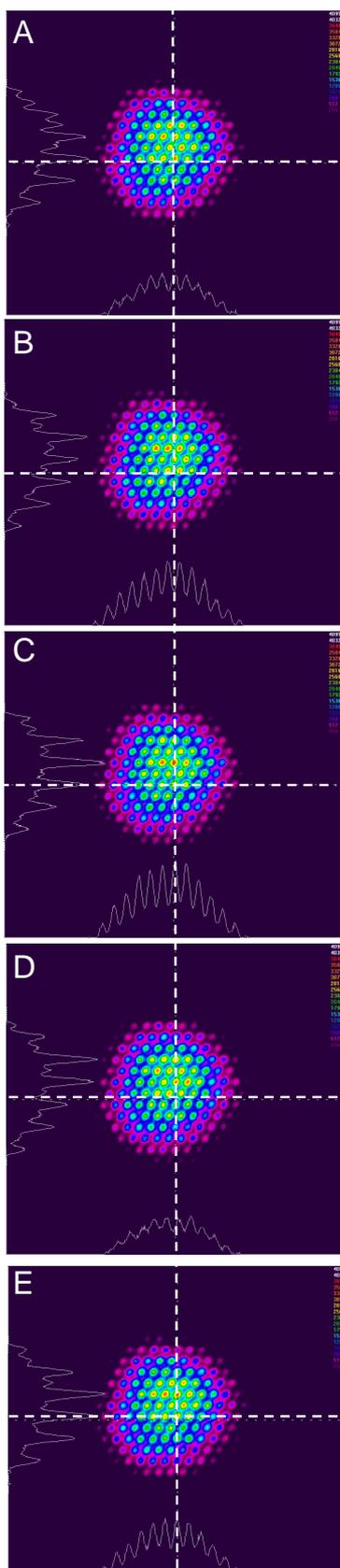


Figure III. 19 : Figures d'interférence pour les différentes étapes de la déviation de faisceau. Les traits pointillés et les vues en coupe permettent de mieux apprécier le déplacement des franges, d'abord vertical puis horizontal.

Il est important de noter que l'amplitude de déviation est limitée par la distance entre deux fibres consécutives (Chapitre II). Dans notre cas, nous sommes limités à un déplacement de $\pm 0,6$ mrad. De plus, le faisceau est limité par l'enveloppe de la figure d'interférence, c'est-à-dire par l'ouverture d'un faisceau élémentaire. C'est la raison pour laquelle nous observons une diminution de l'amplitude entre les cas (A), (C) et (E). En effet, lors du déplacement du détecteur, on s'écarte du centre de la figure d'interférence : on obtient donc un lobe moins intense.

Une dernière limite concerne la vitesse de déplacement du faisceau combiné. Celle-ci est limitée par la bande passante de l'asservissement. La fréquence de déplacement est donc toujours inférieure à la fréquence de l'asservissement afin de conserver la mise en phase pendant les phases de déplacement. Cela nécessite également une plage d'excursion de la rampe de phase importante, ce qui provoque des sauts de bascules plus fréquents.

CONCLUSION

Ce chapitre a été consacré à la réalisation expérimentale de la combinaison cohérente de trois amplificateurs à fibre dopée Er-Yb. Nous avons opté pour une technique de modulation fréquentielle avec référence interne.

Une étude préliminaire a mis en évidence l'origine et a permis la mesure des fluctuations de phase dans les amplificateurs utilisés au cours de ce travail. Cette étude a permis de dimensionner les paramètres de la boucle d'asservissement et a montré qu'il suffit de corriger les fluctuations de phase jusqu'à quelques kHz. Puis, la combinaison de trois amplificateurs 2 W avec une erreur de phase résiduelle de $\lambda/30$ a été réalisée expérimentalement.

L'expérience de combinaison est concluante. La mise en phase est stable et le système est robuste aux perturbations extérieures tant que celles-ci restent dans la bande de l'asservissement. De plus, de par sa configuration à un seul détecteur et sa technique de marquage des voies dans le domaine électrique, ce système est un bon candidat pour offrir d'autres possibilités que la simple mise en phase telles la déviation de faisceau ou la compensation de la turbulence atmosphérique. Nous avons mis en évidence dans ce chapitre la possibilité de dévier le faisceau combiné.

Nous allons désormais nous attacher à étudier les possibilités offertes par ce système afin de pré-compenser la turbulence atmosphérique.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] T.M. Shay, US Patent No: 7,058,098 B1, 2006
- [2] T.M. Shay, "Theory of electronically phased coherent beam combination without a reference beam", *Opt. Ex.* **14**, pp. 12188-12195, 2006
- [3] S.J. Augst, T.Y. Fan and A. Sanchez, "Coherent beam combining and phase noise measurements of ytterbium fiber amplifiers", *Opt. Lett.* **29**, pp. 474-476, 2004
- [4] E. Desurvire, "Erbium-doped fiber amplifier : Principles and applications", Editor John Wiley & Sons Inc
- [5] G. Canat, L. Lombard, P. Bourdon, V. Jolivet et O. Vasseur, "Etude du bruit de phase dans un amplificateur à fibre de forte puissance", 28ème Journées Nationales de l'Optique Guidée, Lille, 6-9 juillet 2009
- [6] S. Demoustier, "Recombinaison cohérente de fibres laser", Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2006
- [7] J.E. Kinsky, C.X. Yu, D.V. Murphy, S.E.J. Shaw, R.C. Lawrence and C. Higgs, "Beam control of a 2D polarization maintaining fiber optic phased array with high-fiber count", *Proc. of SPIE* **6306**, 63060G, 2006
- [8] T.M. Shay, V. Benham, J.T. Baker, A.D. Sanchez, D. Pilkington and C.A. Lu, "Self-synchronous and self-referenced coherent beam combination for large optical arrays", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **13**, pp. 480-486, 2007
- [9] H. Bruesselbach, S. Wang, M. Minden, D.C. Jones and M. Mangin, "Power-scalable phase-compensating fiber-array transceiver for laser communications through the atmosphere", *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, pp. 347-353, 2005
- [10] www.idil.fr
- [11] www.yenista.com
- [12] www.arrayedfiberoptics.com
- [13] T.M. Shay, J.T. Baker, A.D. Sanchez, C.A. Robin, C.L. Vergien, C. Zerinque, D. Gallant, C.A. Lu, B. Pulford, T.J. Bronder and A. Lucero, "High power phase locking of fiber amplifier array", *Proc. of SPIE* **7195**, 71951M, 2009

CHAPITRE IV : COMBINAISON COHERENTE A TRAVERS LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE

INTRODUCTION	122
1 INFLUENCE DE LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE : ETAT DE L'ART	122
1.1 ACTION DE LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE	122
1.1.1 Action de la turbulence sur un faisceau unique	122
1.1.2 Conséquences de la propagation turbulente sur la combinaison de faisceaux	126
1.2 COMPENSATION DE LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE - SOLUTIONS EXISTANTES	128
1.2.1 Optique adaptative	128
1.2.2 En combinaison cohérente	129
2 COMBINAISON COHERENTE A TRAVERS LA TURBULENCE EN TRAJET DIRECT	131
2.1 ETUDE PRELIMINAIRE : ANALYSE DE LA FORCE DE LA TURBULENCE	131
2.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX EN TRAJET DIRECT	134
3 COMBINAISON COHERENTE A TRAVERS LA TURBULENCE SUR SIGNAL RETRODIFFUSE PAR UNE CIBLE	136
3.1 PRINCIPE GENERAL	136
3.2 MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE	139
3.2.1 Description du montage et de la configuration optique	139
3.2.2 Résultats obtenus	141
3.2.2.1 <i>Figures d'interférence en champ lointain</i>	141
3.2.2.2 <i>Quantification de l'erreur de phase résiduelle</i>	141
3.2.2.3 <i>Démonstration du rôle de la limitation d'ouverture du système de détection</i>	142
3.3 ANALYSE THEORIQUE DE LA CONFIGURATION DE COMBINAISON COHERENTE SUR CIBLE	146
CONCLUSION	151
BIBLIOGRAPHIE	152

INTRODUCTION

Pour un système opérationnel, la propagation des ondes optiques en espace libre est soumise à des perturbations atmosphériques liées aux mouvements de l'air, à ses inhomogénéités de densité et de température. Ces perturbations, que l'on appelle souvent turbulence atmosphérique, induisent des inhomogénéités d'indice de l'air qui peuvent déformer le front d'onde d'un faisceau lors de sa propagation. Dans le cas d'un faisceau laser obtenu par combinaison, la turbulence atmosphérique induit également des déphasages supplémentaires entre les faisceaux et peut compromettre leur combinaison cohérente. Les faisceaux ne sont pas forcément en phase après propagation atmosphérique même s'ils l'étaient au niveau de la pupille d'émission. Il faut donc, pour ce type d'application, corriger ces différences de phase entre les sources laser élémentaires après propagation libre à travers la turbulence pour combiner de manière cohérente au niveau de la « cible » visée (zone de mesure pour les applications Lidar, cible de l'arme laser...). Le but de ce chapitre est d'étudier le potentiel de l'expérience de combinaison cohérente présentée au Chapitre III pour la compensation de la turbulence atmosphérique.

La première partie du chapitre sera consacrée à la présentation de la turbulence atmosphérique et de ses conséquences sur la combinaison cohérente des faisceaux. Puis, nous réaliserons expérimentalement la combinaison de faisceaux à travers la turbulence en trajet direct, c'est-à-dire que nous ajouterons la turbulence sur le trajet des faisceaux de l'expérience présentée au Chapitre III. Le détecteur, servant à mesurer les différences de phase entre les lasers, est alors situé à l'endroit où la combinaison doit être effective, après propagation atmosphérique des faisceaux. Cependant pour un système opérationnel, il semble difficilement concevable de disposer du détecteur à cette place, c'est-à-dire au niveau de la « cible ». La dernière partie du chapitre sera donc consacrée à la démonstration expérimentale d'une configuration optique permettant de réaliser la combinaison cohérente sur une cible en utilisant le signal rétrodiffusé par celle-ci avec un détecteur placé au niveau de la tête émettrice laser. Cette expérience sera complétée par une analyse théorique de son principe.

1 INFLUENCE DE LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE : ETAT DE L'ART

1.1 ACTION DE LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE

La turbulence atmosphérique est un phénomène complexe. Nous nous limiterons ici au modèle de Kolmogorov qui permet de décrire simplement mais de façon assez complète les turbulences atmosphériques et leurs effets sur la propagation d'un faisceau laser. Nous décrirons les principaux paramètres de ce modèle et les utiliserons pour analyser l'influence de la turbulence atmosphérique sur la combinaison cohérente.

Le lecteur intéressé se reportera aux références [1], [2] et [3] pour approfondir l'étude de la turbulence atmosphérique.

1.1.1 Action de la turbulence sur un faisceau unique

La turbulence atmosphérique apparaît lorsque l'écoulement de l'air passe d'un état laminaire à un état plus chaotique, appelé turbulent, et caractérisé par l'apparition de tourbillons. Ils entraînent un brassage de l'air et s'accompagnent de fluctuations de température et de pression, à cause notamment de l'éclairement solaire et de la convection. Or, comme l'indice de réfraction de l'air dépend, entre autres, de la température, les variations spatio-temporelles de celle-ci induisent des fluctuations de l'indice de réfraction ce qui perturbe la propagation des ondes optiques.

La théorie de Kolmogorov permet, le plus souvent, de décrire les propriétés statistiques de la vitesse d'un écoulement turbulent, supposé localement homogène et isotrope [2]. Les fluctuations de

température et d'indice obéissent à une loi similaire. On peut ainsi expliquer le processus de dissipation énergétique, en considérant des bulles d'indice de tailles différentes au sein desquelles l'indice de réfraction est constant. L'énergie induite par les fluctuations de température à une grande échelle de turbulence L_0 se propage dans un processus en cascade jusqu'à des bulles d'indice de taille faible l_0 où elle se dissipe sous forme de chaleur. L'ordre de grandeur de la grande échelle de turbulence L_0 est de quelques mètres à quelques centaines de mètres tandis que la petite échelle de turbulence l_0 est de l'ordre de quelques millimètres.

La fluctuation de l'indice est une variable aléatoire dont les aspects statistiques ont largement été décrits dans la littérature [3]. On caractérise le champ d'indice par sa fonction de structure $D_n(\vec{x})$, qui peut s'écrire, dans le domaine inertiel (c'est-à-dire pour $l_0 \ll x \ll L_0$), sous la forme $D_n(\vec{x}) = C_n^2 \cdot \|\vec{x}\|^{2/3}$, où \vec{x} est le vecteur position dans un espace à 3 dimensions et C_n^2 (en $m^{-2/3}$) est une constante appelé constante de structure de l'indice de réfraction ou paramètre de structure de l'indice de réfraction. Le C_n^2 est un paramètre important pour évaluer la « force » de la turbulence et déterminer ses effets sur la propagation des faisceaux. Sa valeur dépend des conditions météorologiques et du relief environnant. Elle dépend également de l'altitude h à laquelle on se trouve. De jour, à 1 m du sol, le C_n^2 vaut typiquement $10^{-13} m^{-2/3}$ alors qu'il est plutôt de $10^{-14} m^{-2/3}$ la nuit.

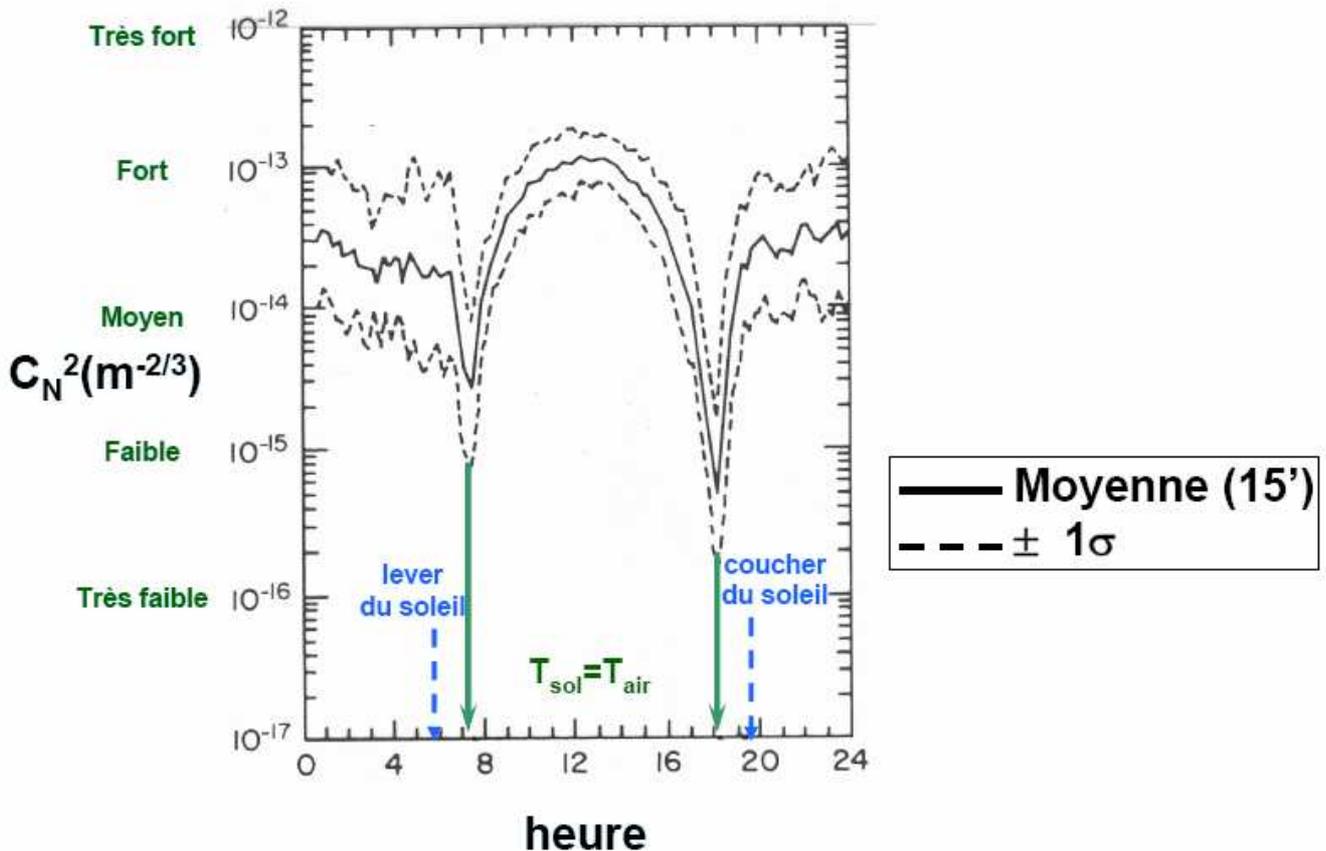


Figure IV. 1 : Evolution du C_n^2 au cours d'une journée sur un site désertique par temps clair à 9 m du sol [2].

A titre d'exemple, la Figure IV. 1 donne l'évolution du C_n^2 au cours d'une journée sur un site désertique à 9 m du sol par temps clair. On observe un pic vers midi correspondant à un maximum de

la température alors que la valeur est plus faible de nuit avec deux minima correspondant aux moments où la température du sol devient égale à la température de l'air.

Comme les fluctuations de température créent des variations locales de l'indice de l'air, cela va introduire localement des avances ou des retards de phase des ondes optiques pour aboutir au final à un front d'onde déformé. Les conséquences sur la propagation d'un faisceau laser sont principalement :

- Une déviation aléatoire du faisceau (« beam wander ») qui correspond à une variation de l'angle de plan tangent moyen au front d'onde, angle qui détermine la position du centre de l'image.
- Un élargissement du faisceau (« beam spreading »), qui entraîne une perte de résolution angulaire et un faisceau qui n'est plus limité par la diffraction.
- Des fluctuations de la répartition d'éclairement (scintillation).

Les petites échelles de turbulences sont la cause de l'élargissement du faisceau laser et du phénomène de scintillation, tandis que les grandes échelles de turbulence provoquent les déviations. Elles se produisent si la taille des bulles d'indice est supérieure au diamètre du faisceau laser tandis que les phénomènes d'élargissement et de scintillations sont prépondérants si le faisceau traverse des bulles d'indice de taille inférieure à son diamètre au cours de sa propagation.

On associe souvent le C_n^2 à un autre paramètre permettant de caractériser la turbulence en termes de déformation du front d'onde : le paramètre de Fried r_0 . Il peut être interprété comme la longueur de cohérence transverse, c'est-à-dire la dimension transverse maximale sur laquelle l'onde reste sensiblement plane après avoir traversé l'atmosphère. Comme nous le verrons au paragraphe 2.1, ce paramètre dépend de la longueur d'onde. Il est proportionnel à $\lambda^{6/5}$, car il tient compte de la divergence des faisceaux. La résolution λ/r_0 , couramment appelée « seeing », est proportionnelle à $\lambda^{-1/5}$ et ne dépend que peu de la longueur d'onde.

La Figure IV. 2 illustre les effets de la turbulence sur un faisceau laser à $1,5 \mu\text{m}$ suivant sa force, caractérisée à l'aide de la valeur de C_n^2 . Les images de cette figure ont été obtenues grâce au logiciel de simulation de propagation turbulente « PILOT » de l'Onera. On peut observer tout d'abord un élargissement du faisceau à faible C_n^2 (turbulence faible), puis son éclatement quand la force de la turbulence augmente. Le régime de saturation de la scintillation est atteint pour $C_n^2 = 10^{-11} \text{m}^{-2/3}$, où le faisceau est fractionné en de multiples zones cohérentes.

Outre les déformations spatiales, la turbulence atmosphérique peut également induire des fluctuations temporelles du champ laser. Nous avons fait jusqu'à présent l'hypothèse selon laquelle la forme spatiale du champ d'indice de réfraction est figée au sein d'une couche turbulente. En réalité, les perturbations liées à la turbulence évoluent temporellement sous l'effet de la translation, due au vent, des différentes couches de turbulence perpendiculairement à l'axe de propagation des faisceaux. Les déformations subies par le faisceau laser peuvent donc aussi évoluer au cours du temps.

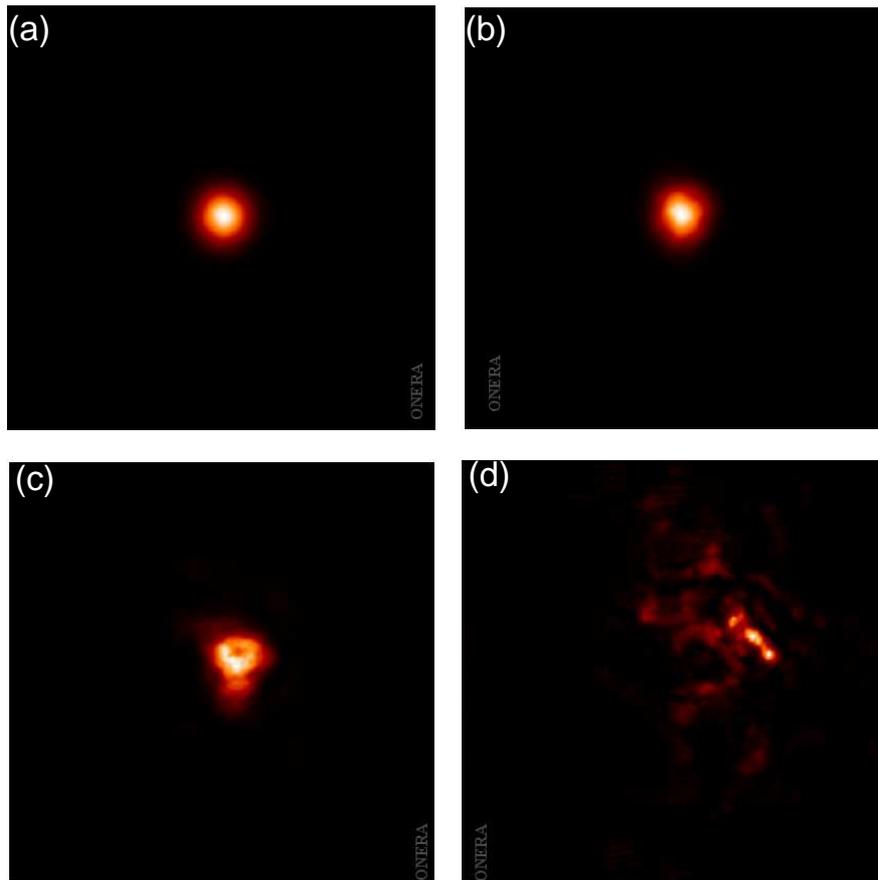


Figure IV. 2 : Illustration de l'effet de la turbulence sur la propagation d'un faisceau laser à $1,5 \mu\text{m}$ dans le cas d'une propagation sur 6 km à partir du sol jusqu'à l'altitude de 1000 m, pour différents $C_n^2 \cdot 10^{-14}$ (a), 10^{-13} (b), 10^{-12} (c) et 10^{-11} (d) $\text{m}^{-2/3}$. Simulations obtenues grâce au logiciel « PILOT » de l'Onera.

Au final, on peut ainsi assimiler l'atmosphère turbulente à un système optique déformant et dynamique dont les perturbations principales du front d'onde sont : scintillation, élargissement et déviation du faisceau.

Il est souvent commode de pouvoir représenter les déformations du front d'onde, qui peuvent être très complexes dans leur structure spatiale, en les décomposant sur une base. L'une des plus utilisées est la base des polynômes de Zernike qui décrit et hiérarchise les aberrations optiques classiques en termes de phase [4]. Ainsi, les déformations induites par la turbulence atmosphérique peuvent se décomposer selon cette base. Les ordres les plus élevés de déformations n'apparaissent que de façon minoritaire tant que la turbulence reste modérée. On voit apparaître en premier lieu un terme de piston, suivi d'un terme de basculement (« tip-tilt »). Ces deux phénomènes sont particulièrement préjudiciables pour les systèmes de combinaison cohérente : la déviation des faisceaux peut compromettre la bonne superposition des faisceaux combinés en champ lointain, tandis que le piston affecte la phase des faisceaux de manière aléatoire. Ce dernier point est particulièrement critique pour la qualité de la combinaison cohérente à travers la turbulence atmosphérique.

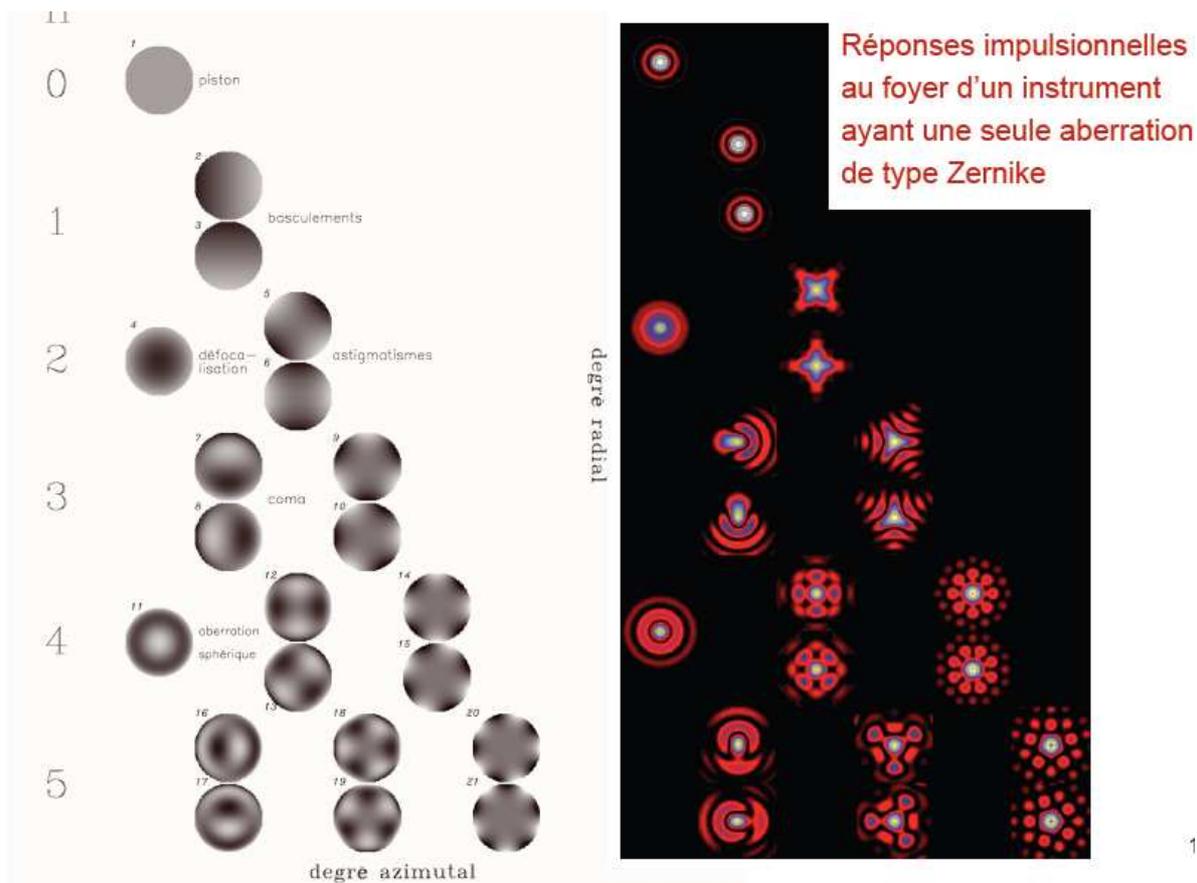


Figure IV. 3 : Classement des déformations de front d’onde potentielles selon la base des polynômes de Zernike [5]

Remarque : L’atmosphère est également responsable d’autres phénomènes pouvant perturber la propagation laser comme l’absorption ou la diffusion qui résultent de l’interaction des ondes optiques et des atomes ou molécules de l’air. Ils induisent des pertes sur les faisceaux laser et ont un effet en amplitude et non en phase. Ils sont donc moins gênants, pour un système de combinaison cohérente, que les déformations liées aux inhomogénéités d’indice de l’air. Nous ne considérerons pas ces effets dans la suite de l’analyse.

1.1.2 Conséquences de la propagation turbulente sur la combinaison de faisceaux

La turbulence atmosphérique affecte la propagation des faisceaux de manière aléatoire et impacte grandement la qualité de la combinaison des faisceaux. Si certains effets de la turbulence (déviation, élargissement) sont dommageables aussi bien pour la combinaison incohérente que cohérente, d’autres, comme le terme de piston, n’affectent que la combinaison cohérente.

La déviation aléatoire des faisceaux peut être responsable d’un défaut de superposition des faisceaux en champ lointain et donc d’une baisse d’efficacité de la combinaison. Par exemple, le Naval Research Laboratory (NRL) a étudié, théoriquement et expérimentalement, l’addition incohérente de quatre faisceaux lasers, sur cible distante de 1,2 km, en présence de turbulence [6]. La turbulence est de force moyenne avec un Cn^2 de $5.10^{-14} m^{-2/3}$ et les faisceaux ont un diamètre de 2,5 cm à l’émission. A cause de la turbulence, la superposition des faisceaux fluctue et leur superposition sur la cible est incertaine (Figure IV. 4). Elle peut être parfaite, l’efficacité est alors de 90%, mais les faisceaux peuvent être également mal superposés ce qui diminue de manière considérable la densité de puissance sur cible et par conséquent l’efficacité de combinaison. Pour compenser ce phénomène, il faut un

système asservi permettant de contrôler les effets de déviation (« tip-tilt »). Les auteurs estiment que cette correction leur permet de gagner un facteur de 50% en termes de densité d'énergie moyenne déposée sur cible.

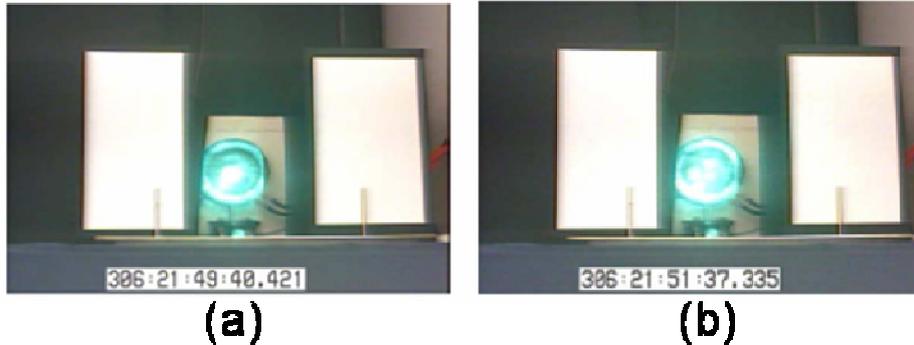


Figure IV. 4 : Combinaison incohérente de quatre faisceaux sur cible. Les photos sont prises à quelques secondes d'écart : les quatre faisceaux sont quasiment superposés (a), les quatre faisceaux sont non superposés (b). [6]

La déviation ainsi que l'élargissement des faisceaux réduisent la portée des systèmes en affectant l'efficacité de la combinaison. Le phénomène de scintillation est également responsable d'une baisse de l'efficacité, et donc de la portée, puisque la densité de puissance est réduite.

En revanche, si le terme de piston n'a pas de conséquences en imagerie classique ou en combinaison incohérente, il n'en est pas de même en interférométrie et par conséquent en combinaison cohérente. En effet, ce piston se traduit par un déphasage supplémentaire entre les faisceaux car, dans la majorité des cas, la taille de la pupille d'émission est supérieure à r_0 . Les faisceaux « voient » donc des turbulences différentes et subissent des déphasages différents. Après propagation, chacun des faisceaux a un déphasage aléatoire, il est très peu probable d'obtenir une combinaison efficace sur cible. De plus, comme la turbulence est dynamique, la figure d'interférence fluctue dans le temps, ce qui réduit encore la densité de puissance moyenne sur la cible. On est alors dans une configuration comparable à celle du Chapitre III lorsque l'asservissement est inactif. Il est donc très important de pouvoir compenser les effets de la turbulence pour s'assurer d'avoir des interférences constructives et stables même après propagation atmosphérique.

Pour combiner des faisceaux de manière cohérente à travers la turbulence, il semble indispensable de corriger au minimum le piston introduit par la turbulence et si possible le basculement. Le paragraphe suivant donne un aperçu des solutions proposées dans la littérature.

Remarque : A cause de la déviation aléatoire de faisceau, le NRL considère que l'avantage de la combinaison cohérente n'est plus dominant et que l'on peut se contenter de faire de la combinaison incohérente. D'autres études [7][8] montrent que la combinaison cohérente est tout de même plus intéressante que la combinaison incohérente, puisque l'intensité sur l'axe croît proportionnellement au carré du nombre de sources élémentaires. Cependant, le faisceau ainsi combiné est plus sensible à l'action de la turbulence. Néanmoins, nous le verrons dans la suite du chapitre, pour une turbulence de force moyenne et compte tenu de sa configuration multi-pupillaire, la combinaison cohérente peut également servir à compenser la turbulence atmosphérique (piston et/ou tip-tilt). Elle garde donc tout son intérêt.

1.2 COMPENSATION DE LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE - SOLUTIONS EXISTANTES

Il existe différentes méthodes pour compenser les effets de la turbulence. La méthode la plus connue est l'optique adaptative. Pour les systèmes passifs, comme en astronomie, la correction se fait à la réception. Pour les systèmes actifs, celle-ci peut se faire soit à la réception, comme pour les systèmes de télécommunications en espace libre, soit à l'émission, c'est le cas de la combinaison cohérente.

1.2.1 Optique adaptative

L'optique adaptative est un terme générique pour désigner les systèmes de compensation de la turbulence atmosphérique. Le concept date des années 1950 mais la mise en application pratique date de la fin des années 1970 pour les applications militaires et surtout des années 1980 dans le domaine de l'astronomie.

L'optique adaptative a pour but de compenser en temps réel les perturbations du front d'onde. Un schéma de principe est donné en Figure IV. 5. C'est donc un système asservi qui nécessite trois éléments fondamentaux :

- Un analyseur de front d'onde capable de mesurer en temps réel sa déformation,
- Un dispositif d'action qui corrige localement le front d'onde,
- Une boucle d'asservissement qui fait le lien entre l'élément déformable et l'analyseur de front d'onde et qui calcule et applique, en temps réel, la commande de déformation.

En général, la correction est réalisée à l'aide d'un miroir déformable qui se trouve en amont de l'analyseur. Celui-ci mesure les résidus de phase après correction par le miroir. Les tensions de commande du miroir sont calculées en temps réel par un calculateur numérique à partir des mesures de l'analyseur. La surface du miroir est ainsi déformée inversement au front d'onde incident. Le but est de tendre vers un front d'onde le plus plan possible et donc vers une image corrigée la plus proche de celle que l'on obtiendrait en l'absence de turbulence.

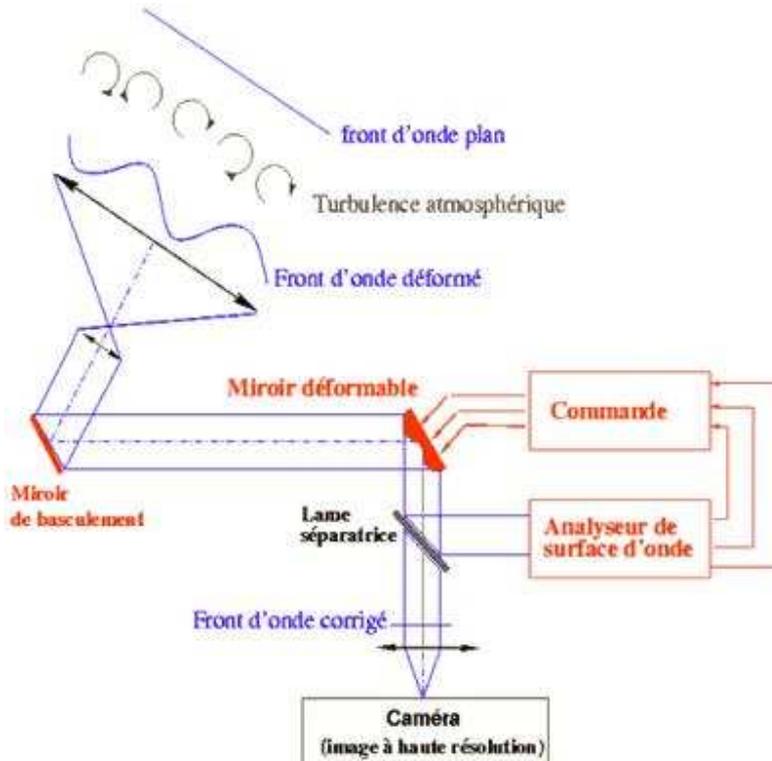


Figure IV. 5 : Schéma de principe d'un système d'optique adaptative [9]

Le miroir déformable est le cœur du système. Il doit s'adapter aux défauts de phase du front d'onde et donc pouvoir se déformer localement de quelques micromètres. Les miroirs les plus courants emploient des actuateurs ou des matériaux piézo-électriques pour assurer la déformation.

L'analyse de la surface d'onde est effectuée en général par un système dont la mesure porte sur la pente ou la courbure de l'onde. Il existe plusieurs systèmes d'analyse dont le plus connu et le plus utilisé est l'analyseur de Shack-Hartmann.

Le calcul de la commande du miroir déformable à partir des mesures de front d'onde est, comme pour la combinaison cohérente, un problème inverse de système asservi. Le but est de pouvoir faire le lien entre la déformation appliquée sur le miroir et le front d'onde corrigé. Comme en combinaison cohérente, il faut savoir sur quel actuateur intervenir pour que la correction soit efficace. Les méthodes d'asservissement employées en combinaison cohérente et que nous avons vues au Chapitre I, telles que la diffusion itérative d'erreurs ou la modulation fréquentielle, font partie de ces techniques [10].

Notons que la plupart des systèmes d'optique adaptative intègrent en complément du miroir déformable un miroir de basculement (tip-tilt). Il a pour fonction de corriger le mouvement global de déviation et de réduire ainsi l'amplitude des déformations à produire par le miroir déformable.

1.2.2 En combinaison cohérente

Nous l'avons vu au Chapitre I, les techniques de combinaison cohérente par contrôle actif de la phase peuvent également permettre de compenser le piston de la turbulence atmosphérique. En effet, si l'on parvient à reproduire et « imprimer » la déformation inverse sur les voies en sortie de système, en plus de la correction des fluctuations de phase inhérentes au système, les deux déformations s'annulent. On obtient ainsi une différence de phase nulle entre les faisceaux combinés et une efficacité de combinaison maximale sur cible après propagation (Figure IV. 6).

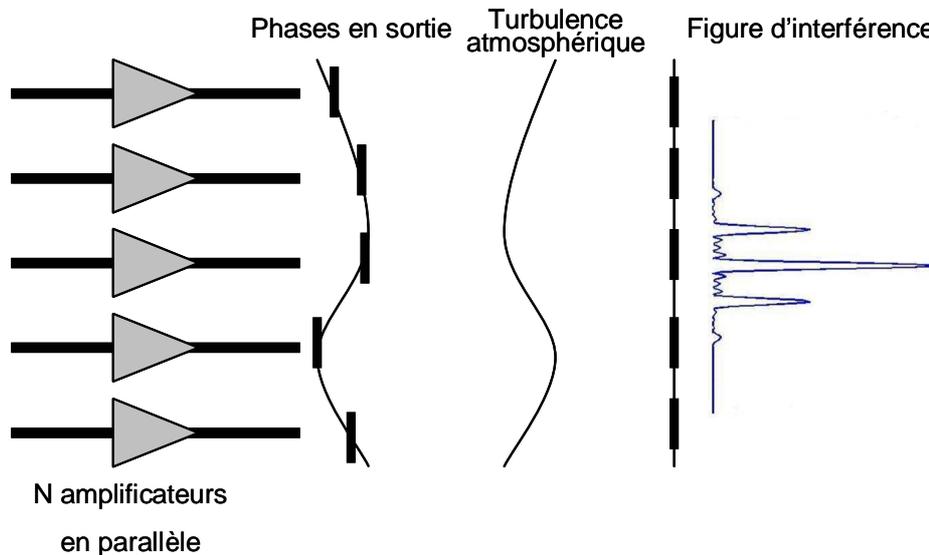


Figure IV. 6 : Principe de la compensation de la turbulence atmosphérique par combinaison cohérente

La compensation peut s'effectuer sans changer de modulateur de phase, en utilisant celui déjà employé pour la correction des fluctuations de phase. On peut aussi traiter séparément la commande

liée à la compensation de la turbulence en ajoutant un dispositif supplémentaire de type optique adaptative.

En 2005, l'équipe du HRL a ainsi démontré avec succès la capacité de leur montage de combinaison cohérente à compenser non seulement les fluctuations de phase liées à l'amplification laser mais aussi celles induites par la turbulence rencontrée sur le trajet des faisceaux [11].

Par utilisation d'un algorithme SPGD (Chapitre I), les auteurs de la référence [12] ont combiné, de manière cohérente, quatre amplificateurs de 15 W à travers une faible turbulence générée par la ventilation et de la climatisation de leur laboratoire. Ils obtiennent un contraste de franges de 93% et un rapport de Strehl de 45% pour un taux de remplissage de la pupille de sortie de 54%.

Une équipe du MIT [13] a, quant à elle, combiné de manière cohérente 48 fibres passives, à travers la turbulence, en utilisant un détecteur conjugué au plan d'une cible réfléchissante et en maximisant la puissance collectée par ce détecteur. La présence de turbulence sur le trajet des faisceaux combinés réduit le rapport de Strehl de 69% à 42%.

Par diffusion itérative d'erreurs, Vorontsov et al. ont fait de nombreuses études sur la mise en phase à travers la turbulence atmosphérique. Ils proposent de corriger, non seulement le piston, mais aussi le basculement des faisceaux, permettant ainsi de corriger un ordre supérieur de la turbulence [14]. La correction du basculement s'effectue par micro déplacement latéral des sorties des fibres devant leurs optiques de collimation (cf. Figure IV. 7). Une boucle de contre-réaction, basée également sur la diffusion itérative d'erreurs, permet de contrôler et commander ces déplacements afin d'optimiser le champ lointain. En présence de turbulence forte, l'ajout de cette deuxième correction permet d'améliorer notablement la qualité du champ lointain. Elle est inutile en l'absence de turbulence ou pour des turbulences très faibles.

Enfin, l'efficacité de la correction dépend de la précision du contrôle de la phase mais également du nombre de sources laser de la matrice. En effet, comme en optique adaptative, plus le nombre de sous-pupilles est important et plus le pas de correction est fin, plus l'efficacité est grande car on dispose de plus de degrés de liberté pour corriger la déformation du front d'onde. Mais, le nombre de sources combinées joue également sur la puissance totale émise et l'efficacité de la combinaison cohérente (cf. Chapitre II). Le dimensionnement des systèmes est donc un compromis entre efficacité, à savoir degré de correction et nombres de sources, et puissance requise. Le lecteur intéressé trouvera des compléments de réponse à ce sujet dans les références [8] et [15].

On pourrait également envisager de corriger le basculement du faisceau en jouant sur la phase des émetteurs comme on le fait pour dévier le faisceau combiné en appliquant des rampes de phase. Néanmoins, on rappelle que la déviation du faisceau est limitée par l'ouverture d'un émetteur individuel et l'espacement entre les sources élémentaires. On ne peut donc pas corriger de grands angles de déviation du faisceau. Dans certains cas où les déviations induites par la turbulence sont fortes, il faut tout de même avoir recours à un système opto-mécanique supplémentaire pour corriger ce défaut.

Remarque : Il est important de noter que dans toutes ces expériences, le détecteur recevant le signal permettant la mise en phase se situe après propagation des faisceaux en espace libre. Comme nous le verrons au paragraphe 3, avoir le détecteur après propagation, bien que donnant de très bons résultats, est impossible pour un grand nombre d'applications.

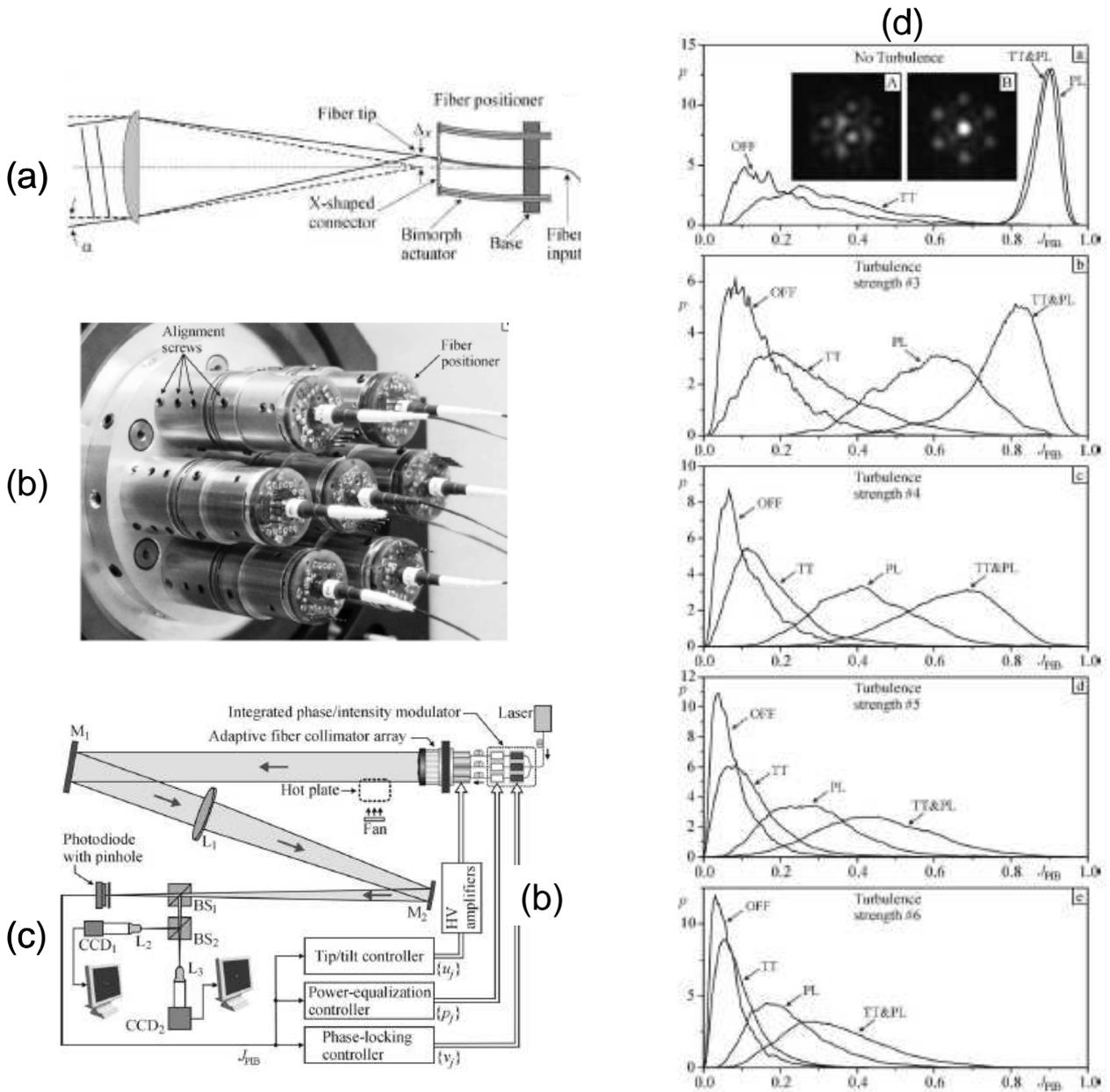


Figure IV. 7 : Principe de correction du basculement (a) et son intégration dans la matrice de fibres (b). Schéma du dispositif expérimental (c). Puissance collectée par le détecteur en fonction de la force des turbulences et du type de correction utilisée (d) (OFF : pas de correction, TT : correction du « tip-tilt », PL : correction du piston). [14]

2 COMBINAISON COHERENTE A TRAVERS LA TURBULENCE EN TRAJET DIRECT

Nous cherchons à présent à analyser la capacité de notre système à compenser la turbulence atmosphérique. Nous générons une turbulence sur le trajet des faisceaux et mesurons alors l'efficacité de la combinaison cohérente ainsi réalisée.

2.1 ETUDE PRELIMINAIRE : ANALYSE DE LA FORCE DE LA TURBULENCE

Il faut tout d'abord se poser la question de la génération de la turbulence atmosphérique en laboratoire. On pourrait bien évidemment faire directement les mesures en extérieur sur une distance de propagation assez grande comme le font, en combinaison incohérente, les auteurs de la référence [6].

Néanmoins, cela est difficilement envisageable comme première étape. Une démonstration de principe en laboratoire est plus simple à mettre en oeuvre. Il faut toutefois pouvoir générer une turbulence dans un espace clos, turbulence qu'il faut pouvoir quantifier. On doit également engendrer des effets de l'ordre de grandeur de ceux que l'on aurait dans le cas d'une propagation air libre à grande distance (par exemple de l'ordre du kilomètre). Pour cela, on peut utiliser des masques de phase comme les auteurs de la référence [13]. Cependant, pour rendre compte de la dynamique temporelle des turbulences, les masques de phase, qui peuvent être soit en réflexion soit en transmission, doivent être mis en rotation à grande vitesse. Cela pose des problèmes de complexité de mise en oeuvre. Une autre solution consiste à utiliser une cuve à turbulence qui génère une turbulence calibrée sur une distance de propagation de l'ordre du mètre. Cet instrument permet de générer des turbulences très homogènes et parfaitement quantifiées, mais un seul exemplaire de cuve a été développé à l'Onera.

Nous avons préféré utiliser une technique plus accessible aussi bien en termes de disponibilité que de simplicité de mise en oeuvre. Elle consiste à employer un élément chauffant l'air avec un élément générant un déplacement de celui-ci. Ce peut être, comme dans la référence [14], une plaque chauffante associée à un ventilateur. Nous avons choisi, pour notre part, un générateur d'air chaud, c'est-à-dire un décapeur thermique utilisé en électronique pour contracter les gaines thermorétractables. Celui-ci dispose de deux modes de fonctionnement, correspondant à deux températures différentes et de fait à la génération par convection de deux forces de turbulence différentes. Nous appellerons par la suite les turbulences générées par ces deux modes de fonctionnement : turbulence de « force 1 » et turbulence de « force 2 ». La turbulence de « force 1 » correspond à la température d'air la plus faible. La turbulence de « force 2 » est plus importante car générée par un faisceau plus chaud. Il faut maintenant parvenir à quantifier la force des turbulences générées par chacun des modes de fonctionnement, c'est-à-dire quantifier le C_n^2 généré.

Comme nous l'avons vu précédemment, la turbulence occasionne une déviation aléatoire du faisceau dont l'amplitude dépend du C_n^2 . Ainsi, pour quantifier la force de la turbulence, on procède à l'expérience dont le dispositif est donné en Figure IV. 8. L'architecture optique est voisine de celle utilisée lors des expériences de combinaison cohérente présentées au Chapitre III (même laser DFB, même amplificateur et même lentille de collimation) mais n'utilise qu'une seule des voies laser. Le faisceau se propage sur une distance L de 1 m au cours de laquelle le générateur d'air chaud provoque la turbulence que l'on souhaite quantifier sur une distance l de l'ordre de 4 cm. Il est ensuite imagé par une caméra CCD qui permet la mesure de la déviation du barycentre du faisceau.

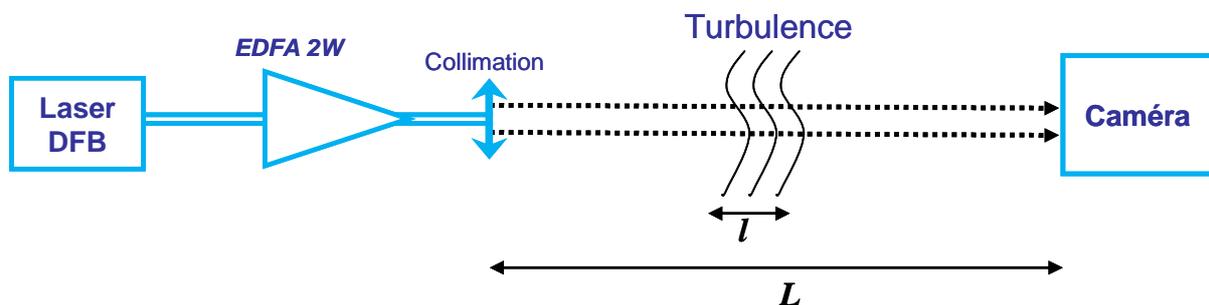


Figure IV. 8 : Dispositif expérimental de quantification de la force de la turbulence ($L = 1$ m et $l = 4$ cm).

L'expérience est réalisée pour les deux forces de turbulence sur un temps relativement long de manière à pouvoir établir la statistique de la déviation de faisceau et à moyenner les mouvements du générateur d'air chaud et les fluctuations de turbulence induites par ses conditions de mise en oeuvre. La Figure IV. 9 présente une sélection d'images obtenues pour une turbulence de « force 1 ». Les repères fixes présents dans l'image, cercle central et repère en croix, permettent de visualiser la

déviations occasionnées. Cette mesure est faite à partir d'un logiciel de caractérisation de faisceau laser (Spiricon LBA-PC). Il permet de réaliser automatiquement les mesures de position du barycentre du faisceau ainsi que les statistiques sur ces mesures.

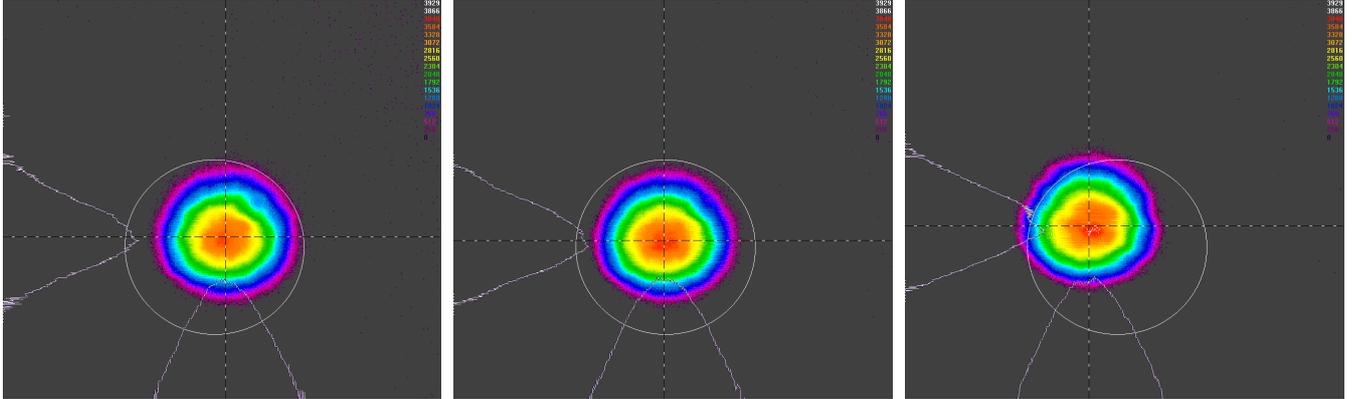


Figure IV. 9 : Exemples de déviation du faisceau observée, images prises à quelques secondes d'intervalle.

La force de la turbulence, c'est-à-dire son C_n^2 , est déduite, à partir des mesures effectuées, par l'intermédiaire de la formule :

$$C_n^2 = \frac{\sigma_{dév}^2 \phi^{1/3}}{1.145l} \quad (1)$$

avec $\sigma_{dév}^2$ la variance, en rad^2 , de la position angulaire du barycentre du faisceau de diamètre ϕ , et l la longueur de la zone où la turbulence est générée soit 4 cm. Cette variance dépend de la longueur totale de propagation L , qui on le rappelle vaut 1 m dans la présente expérience. On calcule le C_n^2 , en $m^{-2/3}$, occasionnée par la turbulence sur une distance de 1 m. La déviation moyenne du faisceau ne dépend que du produit du C_n^2 par la distance de propagation à travers la turbulence (équation (1)). La turbulence induit donc une déviation du même ordre tant que le produit $C_n^2 L$ (en $m^{1/3}$) se conserve. Ce produit sera donc notre critère de force de turbulence et l'on considèrera que les effets des turbulences présentant un même $C_n^2 L$ sont proches¹.

Une fois le C_n^2 calculé, on peut en déduire le paramètre de Fried correspondant à chacune des forces de la turbulence en utilisant, pour une onde plane, la formule suivante :

$$r_0 = \left[0.423 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \int_0^L C_n^2 \left(1 - \frac{z}{L} \right)^{5/3} dz \right]^{-3/5} \quad (2)$$

Les résultats obtenus sont résumés dans le Tableau IV. 1.

	$C_n^2 L$ pour $L=1m$	Paramètre de Fried r_0
« Force 1 »	$1.10^{-10} m^{1/3}$	30 mm
« Force 2 »	$2.5.10^{-9} m^{1/3}$	5 mm

Tableau IV. 1 : C_n^2 mesurés et paramètres de Fried associés pour chacun des niveaux de turbulence engendrés par le générateur d'air chaud

¹ En toute rigueur, cela n'est pas valable pour tous les effets générés par la turbulence, mais cela l'est pour l'effet de déviation du faisceau.

La turbulence de « force 2 » est plus forte que la turbulence de « force 1 », d'environ un ordre de grandeur. Si on se ramène à une propagation kilométrique, ie $L=1$ km, alors les C_n^2 équivalents sont donnés dans le Tableau IV. 2 :

	C_n^2 pour $L=1$ km
« Force 1 »	$1.10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$
« Force 2 »	$2.5.10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$

Tableau IV. 2 : C_n^2 équivalent pour une propagation atmosphérique kilométrique

Pour la « force 1 », on trouve un C_n^2 équivalent correspondant à une turbulence relativement forte mais que l'on pourrait rencontrer sous nos latitudes, de jour, au plus chaud de la journée. La turbulence de « force 2 » correspond à une turbulence très forte que l'on rencontre plus rarement.

Remarque : Il est à noter que le générateur d'air chaud génère une déviation du faisceau horizontale et verticale. La déviation est plus importante dans la direction parallèle à l'écoulement d'air chaud du générateur. Les valeurs présentées sont des moyennes des valeurs mesurées dans les deux directions. Par la suite, lors des expériences de combinaison cohérente, on variera, autant que faire ce peut, l'angle d'attaque du générateur d'air chaud.

2.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX EN TRAJET DIRECT

Nous procédons maintenant à la combinaison cohérente de faisceaux à travers la turbulence atmosphérique. Le dispositif expérimental est le même que celui du Chapitre III, nous ajoutons simplement sur le trajet des faisceaux la turbulence, provoquée par le générateur d'air chaud (Figure IV. 10). On parle de combinaison à travers la turbulence en « trajet direct » car le détecteur se situe après propagation, au niveau de la cible en champ lointain. Les faisceaux après collimation se propagent à travers la turbulence avant d'être collectés par le détecteur. Il est à noter que la distance de propagation et celle sur laquelle on génère la turbulence sont les mêmes que celles prises pour déterminer le C_n^2 . Nous avons donc bien une force de turbulence égale à celle déterminée au paragraphe 2.1.

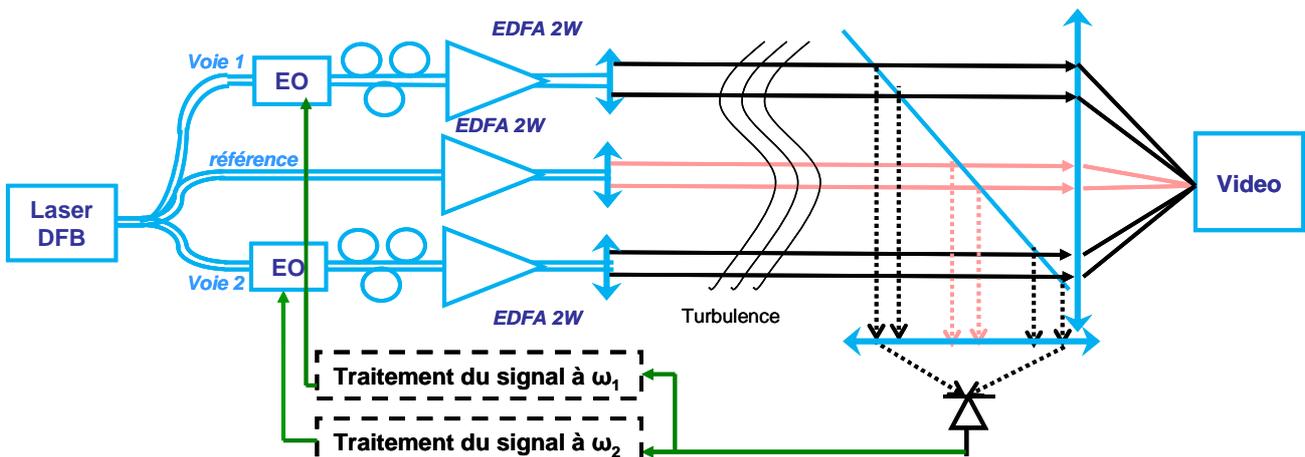


Figure IV. 10 : Dispositif expérimental de compensation de la turbulence par combinaison cohérente en trajet direct

Les faisceaux de sortie sont collimatés de telle sorte que le diamètre de chaque faisceau élémentaire soit inférieur au paramètre de Fried. Les faisceaux en sortie de système ont un diamètre après collimation environ égal à 1,5 mm tandis que le paramètre de Fried vaut 30 mm dans le cas de la turbulence de « force 1 » et 5 mm pour la turbulence de « force 2 ». On peut considérer que chaque faisceau se propageant jusqu'à la cible subit un déphasage uniforme. En revanche, compte tenu de

l'agencement géométrique de la pupille de sortie, les faisceaux sont séparés d'une trentaine de millimètres. Cet espacement est donc supérieur au paramètre de Fried. Ils subissent ainsi des déphasages différents les uns des autres ce qui fait que l'on s'assure qu'ils ne soient pas affectés de la même manière par la turbulence. Ils n'ont aucune raison d'être en phase au niveau du détecteur placé en champ lointain.

Comme au Chapitre III, l'efficacité de la mise en phase s'apprécie au moyen de la mesure de l'erreur de phase résiduelle donnée par le signal issu du détecteur (Figure IV. 11). Le générateur d'air chaud entre en fonctionnement en même temps que la boucle d'asservissement.

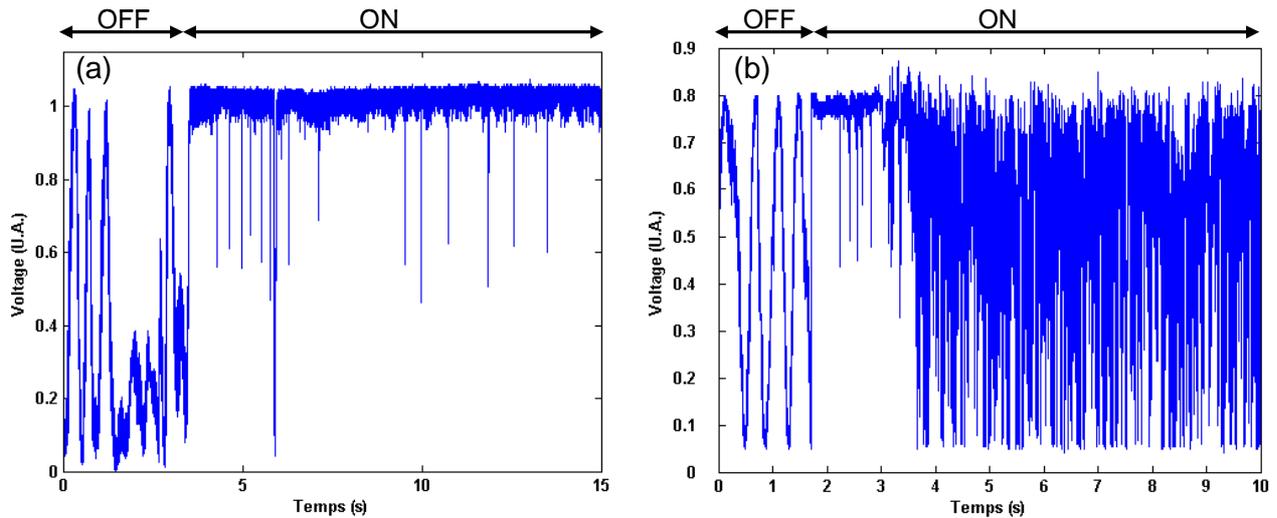


Figure IV. 11 : Signaux d'interférence, avec turbulence de « force 1 » (a) et de « force 2 » (b). L'asservissement est d'abord inactif OFF puis actif ON.

Pour la turbulence de « force 1 », l'erreur de phase mesurée est de $\lambda/23$ rms, ce qui est plus fort qu'en l'absence de turbulence. Cela montre que la combinaison cohérente est plus difficile à obtenir compte tenu des fluctuations de phase supplémentaires ajoutées par la turbulence. C'est néanmoins suffisant pour assurer une excellente stabilité en position de la figure d'interférence. Cette baisse d'efficacité est également visible au niveau de l'amplitude du signal d'interférence mesuré. En effet, pour une amplitude $V_{k \text{ MAX}}$ sensiblement égale à celle obtenue en l'absence de turbulence, l'épaisseur $\Delta V_{k \text{ RMS}}$ est légèrement supérieur à celle observée au Chapitre III.

Pour la turbulence de « force 2 », la combinaison cohérente n'est pas efficace et le signal continue d'osciller entre les niveaux des interférences constructives et destructives, et ce même quand l'asservissement est actif. Les fluctuations de phase pour cette turbulence très forte dépassent la capacité de correction de notre système : soit la bande passante n'est pas suffisante et les fluctuations induites par la turbulence trop rapides, soit le nombre de sous-pupilles, et donc de degrés de liberté, est trop faible¹. Le signal est trop perturbé pour pouvoir être traité correctement par la boucle d'asservissement. On ne peut pas remonter à l'origine des déphasages de chaque voie et on ne peut donc compenser ni les fluctuations dues aux amplificateurs ni celles dues à la turbulence.

Remarque : Dans l'expérience présentée, nous ne disposons pas de correction du basculement. Comme la turbulence générée est forte, on observe une variation de la position du faisceau combiné.

¹ Cela correspondrait à utiliser en optique adaptative un miroir déformable à trois actuateurs.

Cela cause le déplacement de l'enveloppe du faisceau combiné. Cela est surtout vrai pour la turbulence de « force 2 » mais on l'observe également, de manière plus modérée, lors d'une turbulence de « force 1 ». Cela participe également à la baisse d'efficacité observée pour la turbulence la moins forte ainsi qu'à l'échec de la mise en phase pour la turbulence la plus forte.

Le signal d'erreur, en l'absence de turbulence, est donné au Chapitre III. En présence de turbulence, celui-ci devient :

$$i_{\text{erreur_turbulence}}(t) \propto E_i J_1(\beta_i) \left[E_r \sin(\varphi_r' - \varphi_i') + \sum_{k=1}^{N-1} E_k J_0(\beta_i) \sin(\varphi_k' - \varphi_i') \right] \quad (3)$$

où pour une voie m :

$$\varphi_m' = \varphi_m + \Delta\varphi_m \quad (4)$$

avec $m = r$ pour la voie de référence ou $m = i$ variant entre 1 et N-1 pour les voies modulées. $\Delta\varphi_m$ est le déphasage subit par la voie m à cause de la turbulence atmosphérique tandis que φ_m est la phase optique de la voie m à l'émission, au niveau de la pupille de sortie. Le signal d'erreur se décompose de la même manière en présence ou non de turbulence. Il est proportionnel au sinus de la différence de phase entre la voie de référence et la voie i.

Notre système permet donc de compenser une turbulence atmosphérique relativement forte, de manière à ce que la mise en phase soit effective après propagation à travers elle. Cependant, ce résultat a été obtenu en plaçant le détecteur, qui permet la mesure des différences de phase, au niveau de la cible alors que la correction est effectuée au niveau de l'émission laser. Une telle configuration est rarement réalisable en pratique, surtout si la distance de propagation est grande. Ce n'est également pas réalisable dans le cas d'une cible « non coopérative » et ce quelle que soit la distance de propagation. C'est le cas des systèmes d'arme laser où l'on ne peut pas mettre un détecteur au niveau de la cible que l'on cherche à viser. Dans sa configuration actuelle, le système de compensation de la turbulence atmosphérique est donc très limité. Il a le mérite de démontrer que notre système permet de réaliser la compensation de la turbulence de manière efficace. Il faudrait toutefois pouvoir opérer en plaçant le détecteur autre part qu'au niveau de la cible, par exemple au niveau de l'émission, tout en s'assurant que la mise en phase est effective au niveau de la cible (figure d'interférence stable sur la cible). Le développement d'un tel système fait l'objet de la suite du chapitre.

3 COMBINAISON COHERENTE A TRAVERS LA TURBULENCE SUR SIGNAL RETRODIFFUSE PAR UNE CIBLE

L'objectif de cette partie est de présenter le développement d'un système de combinaison cohérente à travers la turbulence sur une cible non coopérative. On cherche donc à utiliser le signal rétrodiffusé par la cible pour mettre en phase les faisceaux laser. La difficulté réside dans le fait que la mise en phase doit être effective au niveau de la cible pour maximiser l'énergie déposée à ce niveau.

3.1 PRINCIPE GENERAL

Nous avons vu qu'il n'est pas toujours envisageable de disposer le détecteur de mesure des déphasages au niveau de la cible. C'est le cas par exemple pour les cibles non coopératives pour les systèmes d'arme laser, ou pour les particules atmosphériques dans le cas d'un Lidar. Le détecteur doit alors se situer à proximité du système d'émission laser. La seule possibilité pour mesurer les différences de phase entre les sources laser au niveau de la cible est d'utiliser le signal renvoyé par la cible vers le système d'émission. En anglais, on regroupe ces systèmes sous la terminologie COAT (« Coherent Adaptive Optical Techniques »). On ajoute généralement la qualificatif « target in the

loop » pour les expériences utilisant le signal retroréfléchi ou rétrodiffusé par la cible. La compensation de la turbulence atmosphérique a lieu au niveau de l'émission laser par un élément déformable : miroir déformable dans le cas de l'optique adaptative ou contrôle de la phase de chacune des sources élémentaires pour la combinaison cohérente. La Figure IV. 12 en donne un schéma de principe.

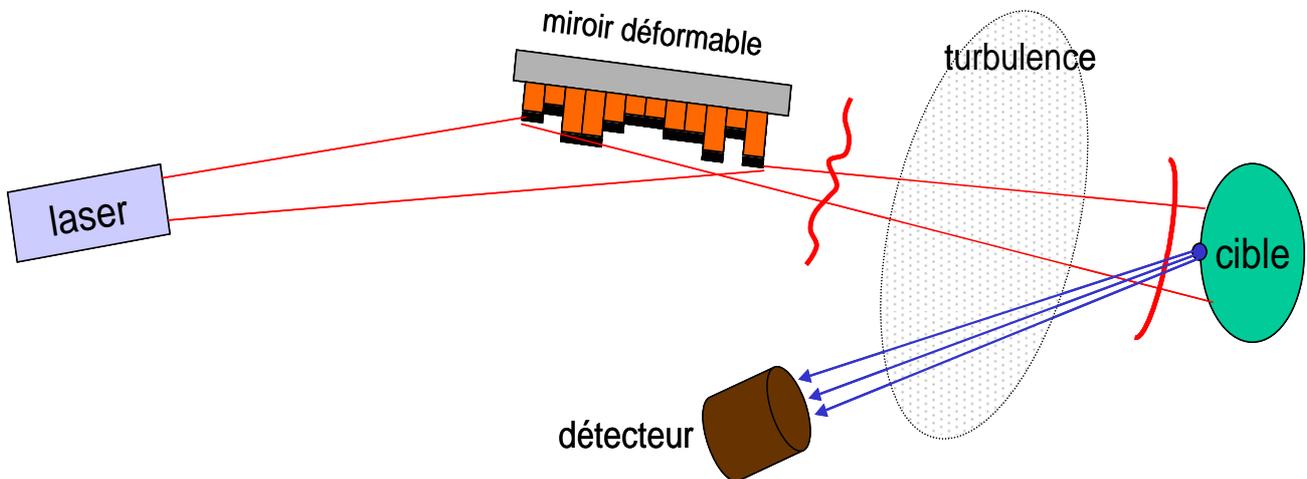


Figure IV. 12 : Principe des architectures d'optique adaptative cohérente utilisant le signal rétrodiffusé par la cible ("target in the loop COAT systems")

L'intensité reçue par le détecteur est en général maximisée par des algorithmes de diffusion itérative d'erreurs. En effet, le signal rétrodiffusé est maximal à partir du moment où la densité de puissance sur cible est elle aussi maximisée. L'efficacité de ces techniques a été démontrée dans les années 70-80 en utilisant des miroirs déformables et sur des cibles ponctuelles, fortement réfléchissantes ou présentant un fort contraste de réflectivité (« glint targets ») [10].

Nous avons étendu ce principe et mis en œuvre ces techniques d'optique adaptative cohérente en utilisant le signal rétrodiffusé par la cible et en utilisant, non pas un miroir déformable, mais la combinaison cohérente de lasers. Nous avons mis au point et validé une configuration optique optimale permettant de travailler avec une cible quelconque, qu'elle soit diffusante ou spéculaire, ponctuelle ou étendue.

Revenons sur les propriétés optiques d'une cible quelconque. Nous utilisons le modèle de Goodman [16], qui permet de couvrir la plupart des cas de cibles diffusantes : lors de l'interaction entre le faisceau laser et la cible, chaque élément macroscopique de la surface rétrodiffuse une onde avec une amplitude proportionnelle au coefficient de rétrodiffusion local de la cible et une phase aléatoire. En réception, on obtient la somme de ces ondes élémentaires, déphasées mais cohérentes entre elles, dans la mesure où la longueur de cohérence du laser est supérieure à l'extension longitudinale et latérale de la zone illuminée par la cible. Ces ondes cohérentes interfèrent ensuite. La répartition aléatoire d'éclairement et de phase qui en découle est connue sous le nom de phénomène de granularité laser ou tavelure (« speckle »).

La Figure IV. 13 présente un exemple de répartition d'éclairement instantané obtenu après rétrodiffusion sur une cible lambertienne lors de l'expérience présentée au paragraphe 3.2.

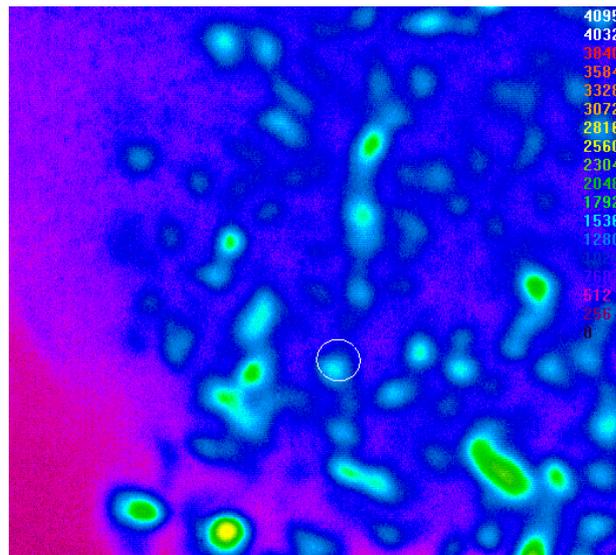


Figure IV. 13 : Image expérimentale du speckle du signal rétrodiffusé de l'expérience du paragraphe 3.2 en l'absence de turbulence. Image prise au niveau de la pupille d'émission.

En accord avec la référence [16], nous considérons que l'amplitude et la phase des ondelettes réfléchies par les diffuseurs élémentaires de la surface de la cible sont statistiquement indépendantes et que leurs phases aléatoires sont uniformément distribuées sur l'intervalle $[-\pi ; \pi]$. Ce modèle sera utilisé lors de à l'analyse théorique de la combinaison cohérente sur cible présentée en fin de chapitre. On considère également que la cible est parfaitement immobile et que le speckle, induit par la rugosité de la cible, constitue une figure d'interférence statique, reproductible qui ne dépend que des conditions d'éclairement de la cible et de la cible elle-même. La taille moyenne d'un grain de speckle est égale à $\lambda L/D$, où L est la distance entre la cible et l'émetteur et D le diamètre de la zone illuminée sur la cible.

La présence de speckle peut modifier les performances de détection et donc l'efficacité de la combinaison cohérente puisque la tâche reçue devient fortement inhomogène en éclaircissement. Le rapport signal sur bruit en est donc affecté.

Un des points durs de la combinaison cohérente de faisceaux laser sur cible quelconque est de s'assurer que la mise en phase soit effective au niveau de la cible et non au niveau du détecteur. En effet, la mesure de la différence de phase étant effectuée par le détecteur, placé ici près du système d'émission laser, il est normalement sensible aux fluctuations de phase induites par la turbulence sur le trajet retour du signal rétrodiffusé. En utilisant le signal rétrodiffusé pour remonter aux déphasages entre les différentes voies laser, il faut parvenir à s'affranchir des fluctuations de phase induites par la turbulence retour entre la cible et la pupille de réception afin de ne compenser que la turbulence aller présente sur le trajet des faisceaux entre la pupille de sortie et la cible. Il faut donc concevoir un système qui s'affranchisse de la turbulence retour mais conserve les informations relatives à la turbulence aller ainsi qu'au déphasages initiaux entre les différentes voies de la matrice de sources laser.

Ce dernier point n'a été traité que rarement dans la littérature. Les auteurs de la référence [13], bien que disposant d'un détecteur dans le plan émetteur, n'utilisent en pratique que celui conjugué à la cible réfléchissante pour effectuer la combinaison cohérente. Nous supposons que cela est dû à leur difficulté à s'affranchir de la turbulence retour.

Nous allons présenter la configuration qui permet de réaliser la combinaison cohérente sur cible, en utilisant le signal rétrodiffusé par celle-ci, à travers la turbulence atmosphérique, et démontrer son fonctionnement.

3.2 MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE

3.2.1 Description du montage et de la configuration optique

Le dispositif expérimental de combinaison cohérente à travers la turbulence sur signal rétrodiffusé est présenté en Figure IV. 14. L'architecture de l'émission laser est la même que celle du Chapitre III. Les trois faisceaux collimatés se propagent en espace libre, trajet au cours duquel ils subissent la turbulence de « force 1 » ou de « force 2 » provoquée par le générateur d'air chaud. Ils se superposent sur une cible en spectralon, c'est-à-dire un diffuseur lambertien, dont l'albédo est de 0,9 et au niveau duquel on souhaite que les interférences soient constructives. Une partie de la lumière rétrodiffusée se propage en subissant à nouveau la turbulence sur le trajet retour. Un circulateur composé d'une lame $\lambda/4$ et d'un cube séparateur de polarisation permet de séparer les faisceaux laser émis et le signal retour. Ce dernier est collecté par le photodétecteur qui fournit le signal d'erreur utilisé par les deux boucles d'asservissement décrites au Chapitre III.

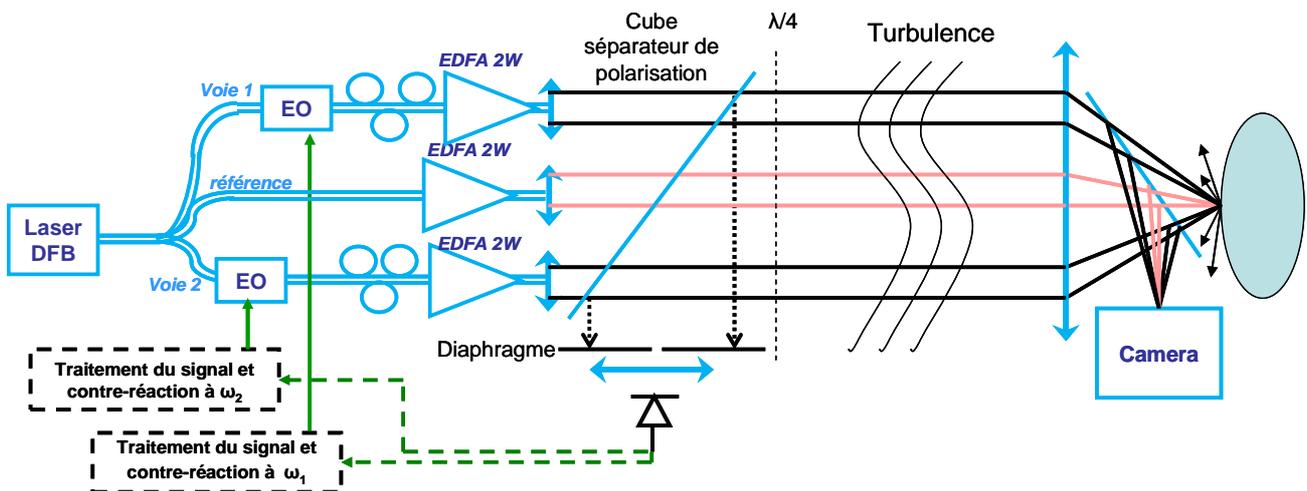


Figure IV. 14 : Dispositif expérimental de compensation de la turbulence atmosphérique sur une cible distante en utilisant son signal rétrodiffusé

Comme nous l'avons vu précédemment, il faut compenser uniquement la turbulence présente sur le trajet aller afin de s'assurer d'avoir une figure stable au niveau de la cible et non au niveau du photodétecteur. Pour cela, nous ajoutons au dispositif un diaphragme. La position du diaphragme est l'élément clé du système. Au lieu de le placer de manière classique c'est-à-dire devant le détecteur afin de réduire non seulement son ouverture mais également son champ, nous le plaçons de manière originale devant la lentille de collection de manière à réduire uniquement l'ouverture du détecteur. Autrement dit, le diaphragme réduit la zone de la cible dont la lumière rétrodiffusée est collectée en réception et non la surface photosensible utile du détecteur.

Le diaphragme a un diamètre de 1 mm choisi pour être inférieur au paramètre de Fried de la turbulence de « force 1 » ou de « force 2 ». Cela permet de rendre le système quasiment insensible à la turbulence retour. En effet, en l'absence de diaphragme, la relation de phase entre les faisceaux provenant des différents amplificateurs serait brouillée par la turbulence rencontrée sur le trajet retour

du signal rétrodiffusé. Dans ce cas, la combinaison cohérente aurait lieu au niveau du détecteur et non au niveau de la cible comme souhaité. En revanche, en présence d'un diaphragme suffisamment petit pour être inférieur au paramètre de Fried de la turbulence, la lumière rétrodiffusée depuis la cible est filtrée spatialement si bien que les rayons lumineux qui parviennent jusqu'au détecteur passent tous, au retour, par une zone de turbulence confinée. Ils subissent alors tous le même déphasage induit par cette turbulence retour, et ce quelle que soit la voie laser dont le rayon lumineux est issu. La turbulence retour n'impacte donc pas les différences de phase entre les sources laser, en tout cas pas de façon perceptible. Le détecteur ne voit que les déphasages dus à l'émission, à la propagation aller jusqu'à la cible et au speckle. Ainsi la combinaison cohérente s'effectue comme si le détecteur était placé au niveau de la cible, c'est-à-dire de la même manière que dans l'expérience effectuée précédemment en trajet direct. L'analyse théorique de cette configuration de combinaison cohérente sur cible est détaillée au paragraphe 3.3.

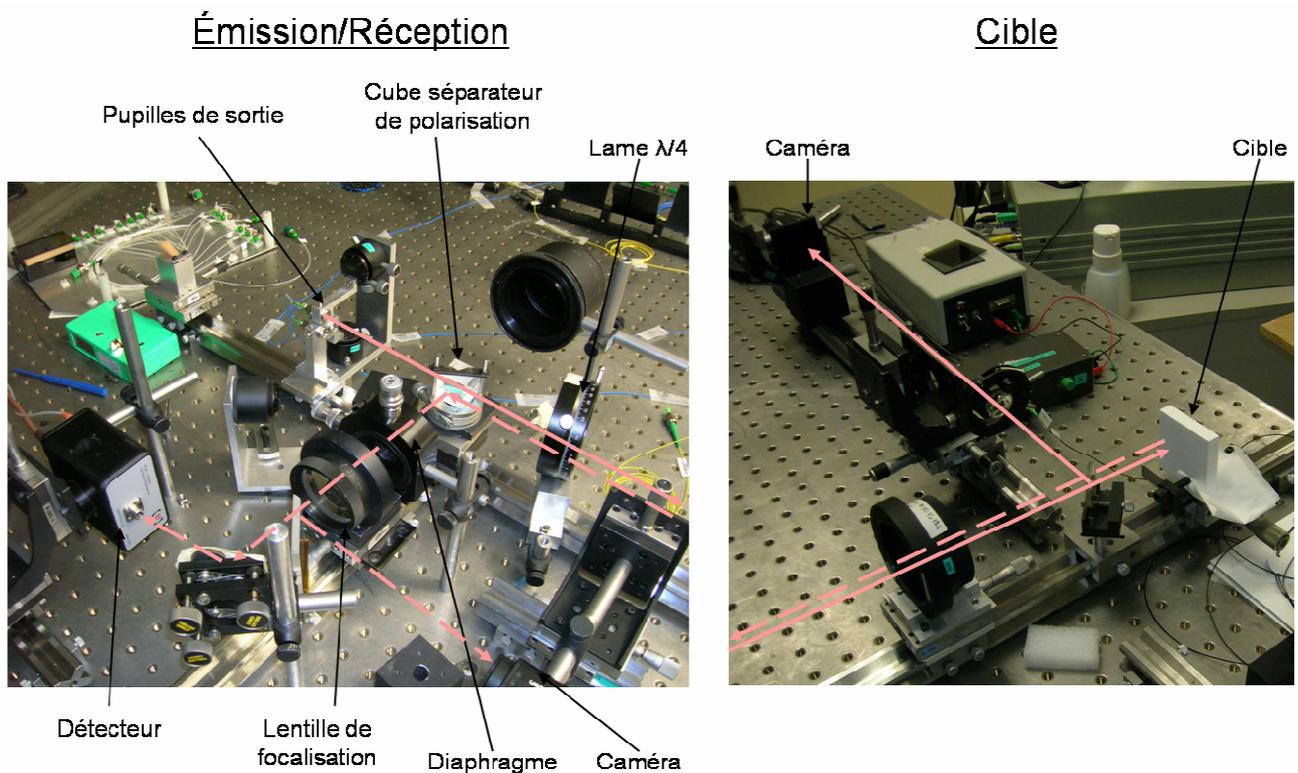


Figure IV. 15 : Photographies du dispositif expérimental au niveau de l'émission/réception et au niveau de la cible.
En trait plein : signal aller, en traits pointillés : signal retour.

Remarque : Il est important de noter que cette configuration n'impose pas de restriction quant à la nature de la cible. Il n'est pas nécessaire d'avoir une cible fortement réfléchissante ou d'avoir un fort contraste. La mise en phase peut s'effectuer avec n'importe quelle cible diffusante ou spéculaire. Seul le niveau de signal reçu par le détecteur va varier en fonction de la nature de la cible, ce qui impactera bien évidemment la sensibilité de la mesure des différences de phase. Par conséquent, l'efficacité de la mise en phase en sera affectée.

3.2.2 Résultats obtenus

3.2.2.1 Figures d'interférence en champ lointain

La Figure IV. 16 présente les figures d'interférences obtenues en présence de turbulence de « force 1 » lorsque l'asservissement est éteint puis en fonctionnement. Ces figures sont obtenues par l'intermédiaire d'une caméra CCD disposée au niveau de la cible, dans un plan conjugué optiquement au plan de la cible.

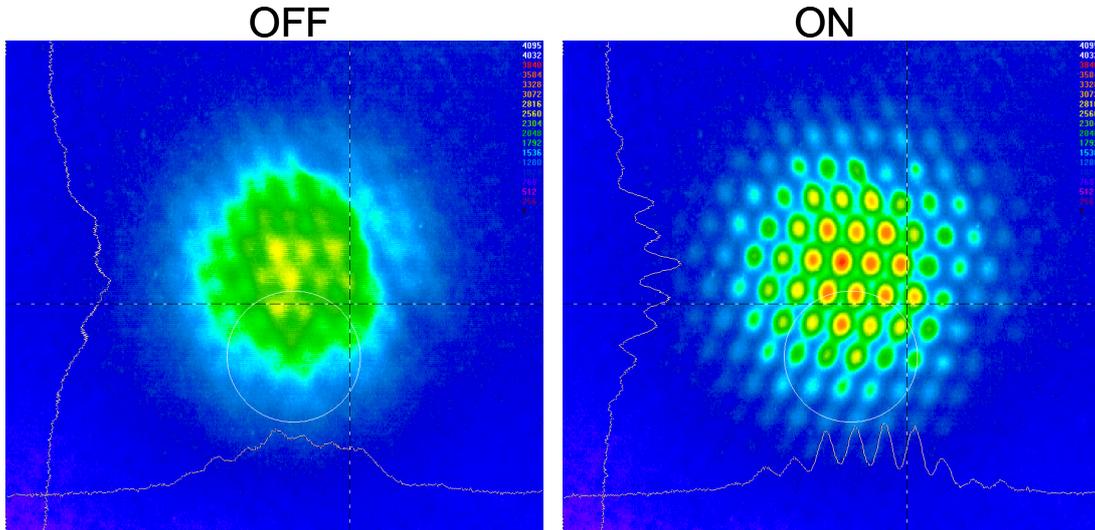


Figure IV. 16 : Figures d'interférence au niveau de la cible avec turbulence de « force 1 » ajoutée sur le trajet aller-retour des faisceaux. Le système d'asservissement est inactif (OFF) puis actif (ON).

Lorsque l'asservissement est inactif, les franges d'interférences sont brouillées d'autant plus que la turbulence est forte, car la position des lobes fluctue constamment. En revanche, lorsque l'asservissement fonctionne, la figure d'interférences est stable et ce même en présence de turbulence de « force 1 ». La mise en phase est donc effective au niveau de la cible. On n'observe que très peu de déviation du faisceau combiné. On rappelle qu'à cause du faible taux de remplissage de la pupille d'émission, la figure d'interférence est composée d'un nombre conséquent de lobes. Cela ne remet pas en cause l'efficacité de la mise en phase, mais de ce fait, le taux de combinaison dans le lobe central est faible, du même ordre de grandeur que celui estimé dans le Chapitre III.

En revanche, comme pour les expériences en trajet direct, le système, de par sa bande passante et son nombre réduit de sous-pupilles, n'est pas capable de mettre en phase les faisceaux lorsqu'ils sont soumis à la turbulence de « force 2 ». La déviation du faisceau est alors plus importante et la figure évolue constamment aussi bien au niveau de la position que de l'intensité des lobes d'interférence.

3.2.2.2 Quantification de l'erreur de phase résiduelle

Pour quantifier l'efficacité de la combinaison cohérente, nous mesurons l'erreur de phase résiduelle au niveau de la cible. Pour cela, nous remplaçons la caméra CCD par un photodétecteur. Il est donc positionné dans un plan conjugué à celui de la cible. Comme au Chapitre III, sa taille est comparable à celle d'un lobe d'interférence. Lorsque l'asservissement est inactif, le signal fluctue entre un niveau haut et un niveau bas correspondant respectivement aux interférences constructives et destructives. Le signal se stabilise au niveau haut des interférences constructives lorsque l'asservissement est actif. La figure d'interférence est alors stabilisée avec son lobe central en permanence superposé avec le détecteur.

La Figure IV. 17 présente les signaux ainsi collectés en l’absence de turbulence et en présence de turbulence de « force 1 ».

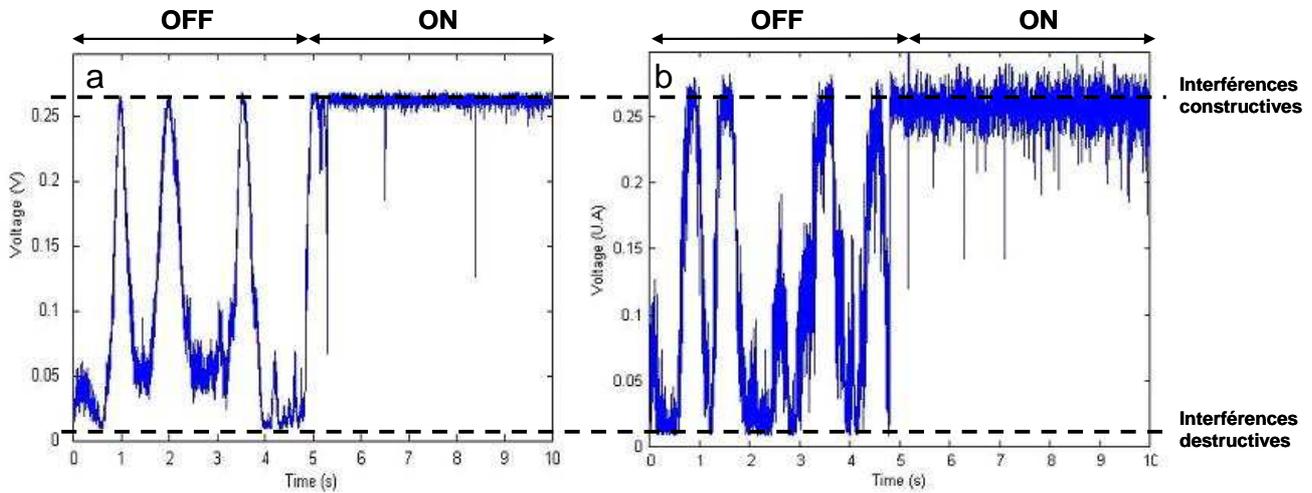


Figure IV. 17 : Signal issu du détecteur placé au niveau de la cible en l’absence de turbulence (a) et en présence, pendant toute la durée de l’acquisition, de turbulence de « force 1 » (b). L’asservissement est d’abord inactif (OFF) puis actif (ON).

En l’absence de turbulence, l’erreur de phase résiduelle mesurée est de $\lambda/28$ rms, ce qui est très proche de la valeur mesurée au Chapitre III. Cela prouve l’efficacité de notre configuration optique pour mettre en phase les faisceaux lasers en utilisant uniquement le signal rétrodiffusé par une cible.

En présence de turbulence de « force 1 », l’erreur de phase résiduelle augmente à $\lambda/15$ rms. Cela traduit certes une baisse d’efficacité de la combinaison cohérente par rapport à l’expérience en trajet direct, mais c’est néanmoins suffisant pour considérer la mise en phase comme effective. La baisse d’efficacité peut s’expliquer par l’impact de l’ouverture réduite du système de détection sur le niveau de signal collecté par le détecteur et le rapport signal à bruit de la mesure des différences de phase associée.

3.2.2.3 Démonstration du rôle de la limitation d’ouverture du système de détection

Pour justifier l’importance et le rôle clé joué par le diaphragme qui vient limiter l’ouverture du système de détection, nous procédons à une démonstration expérimentale de son impact sur la sensibilité de la détection aux déphasages induits par la turbulence. Pour cela, nous définissons trois zones distinctes de turbulence (Figure IV. 18). Lorsque la turbulence est localisée au niveau de la zone A, entre les optiques de collimation et le cube séparateur de polarisation, elle ne perturbe les faisceaux que sur le trajet aller. En zone AR, elle est présente sur le trajet aller des faisceaux mais également sur le trajet retour du signal rétrodiffusé. C’est à cet emplacement qu’a été, jusqu’à présent, générée la turbulence. La dernière zone, appelée zone R, se situe entre le circulateur et le détecteur. Seul le signal rétrodiffusé, c’est-à-dire le signal retour, subit la turbulence.

Remarque : Les zones A et R sont utilisées à titre de point de comparaison pour mettre en évidence les différences d’impact entre la turbulence sur les trajets aller et retour des faisceaux. Dans un système réel, ces zones sont de longueur limitée et souvent protégées par un capot donc non soumises à la turbulence atmosphérique.

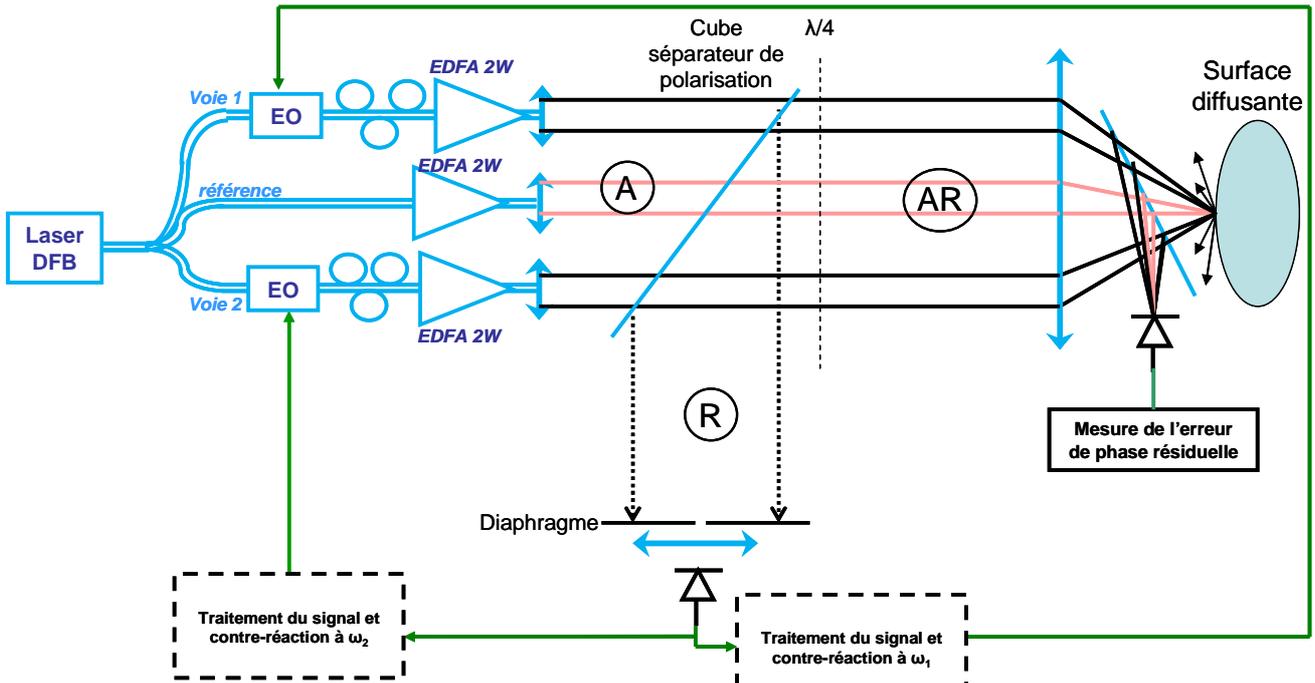


Figure IV. 18 : Dispositif expérimental et emplacement des trois zones de génération de turbulence possibles : aller seul (A), aller-retour (AR) ou retour seul (R)

Les turbulences de « force 1 » et de « force 2 » sont générées successivement sur chacune de ces trois zones. La Figure IV. 19 présente les signaux issus du détecteur pour chacun de ces cas. Le Tableau IV. 3 présente quant à lui les erreurs de phase résiduelle alors mesurées.

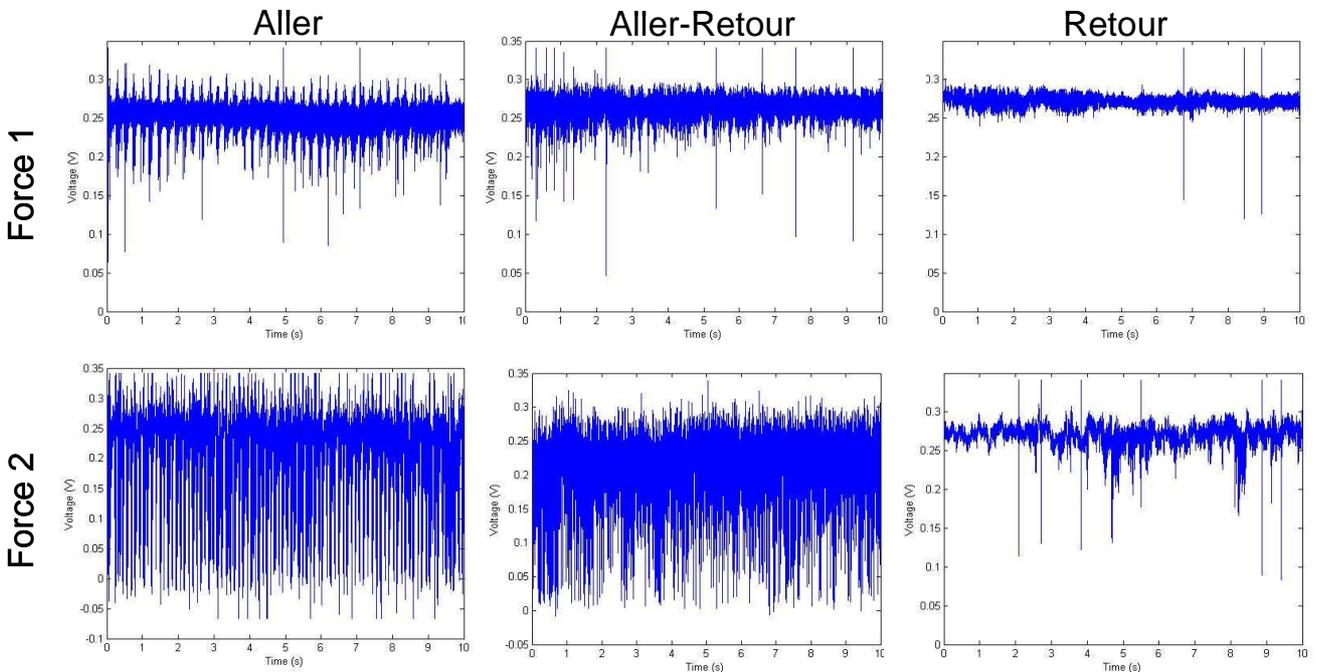


Figure IV. 19 : Signaux issus du détecteur, placé au niveau de la cible, en présence de turbulence dans chacune des trois zones et pour chacun des niveaux de force de turbulence induite.

	Aller	Aller-retour	Retour
« Force 1 »	$\lambda/15$	$\lambda/15$	$\lambda/23$
« Force 2 »	X	X	$\lambda/15$

Tableau IV. 3 : Erreurs de phase résiduelle mesurées pour chacune des zones et chacune des forces de turbulence

Les signaux d’interférence issus du détecteur sont comparables quand la turbulence, quelle que soit sa force, est appliquée en zone aller (A) ou aller-retour (AR). Cela est également visible à travers la mesure de l’erreur de phase résiduelle. En effet, pour une turbulence de « force 1 », l’erreur de phase est de $\lambda/15$ pour une turbulence générée dans les zones aller ou aller-retour. L’amplitude ΔV_k est conséquente, avec de nombreux pics de bascule, et plus importante qu’en l’absence de turbulence ce qui corrobore l’efficacité réduite mesurée. On rappelle cependant que l’efficacité est certes dégradée mais tout de même suffisante pour considérer la mise en phase comme effective. Par ailleurs, le système n’est pas à même de corriger la turbulence de « force 2 ».

En revanche, quand la turbulence est générée en zone retour seul, l’efficacité de combinaison est meilleure. Elle est de $\lambda/23$ pour une turbulence de « force 1 », c’est-à-dire que l’on retrouve à peu près le niveau que l’on avait dans l’expérience en trajet direct. En ce qui concerne la turbulence de « force 2 », on a alors une erreur de phase mesurable, à $\lambda/15$. La mise en phase est effective, du même ordre de grandeur que celle obtenue pour une turbulence de « force 1 » sur un trajet aller-retour. Le diaphragme assure donc bien un rôle de filtrage spatial. Il permet de réduire considérablement la sensibilité à la turbulence retour de la mesure des différences de phase entre les sources laser. Toutefois, l’erreur de phase résiduelle obtenue avec une turbulence placée sur le trajet retour de faisceaux est supérieure à celle obtenue en l’absence de turbulence. On peut voir deux explications à cette baisse d’efficacité : d’une part, tous les effets induits par la turbulence ne sont pas corrigés, on ne corrige par exemple pas la déviation. D’autre part, elle peut s’expliquer en partie par la configuration de notre dispositif expérimental. Comme on peut le constater sur la Figure IV. 15, la zone retour, c’est-à-dire la partie réceptrice du système n’est pas isolée du reste du dispositif. La turbulence, bien que principalement induite en zone retour, génère également des fluctuations sur les autres zones du système notamment au niveau de la pupille de sortie, de la zone aller et du circulateur. On a donc des fluctuations de phase causée par la turbulence sur le trajet aller. C’est pourquoi l’erreur de phase résiduelle n’est pas égale à celle en l’absence de turbulence mais néanmoins améliorée par rapport à celle mesurée pour une turbulence sur le trajet aller-retour des faisceaux.

Cette différence de sensibilité entre les signaux pour une turbulence aller-retour et une turbulence retour est également visible sur les spectres des fluctuations de phase (Figure IV. 20). Les fluctuations de phase sont plus importantes quand la turbulence est en zone aller-retour causant ainsi une erreur de phase résiduelle plus importante. On observe une densité spectrale de bruit quasi constante entre 10 et 1000 Hz tandis que pour une turbulence retour, entre 10 et 500 Hz on a une décroissance comme celle observée au Chapitre III.

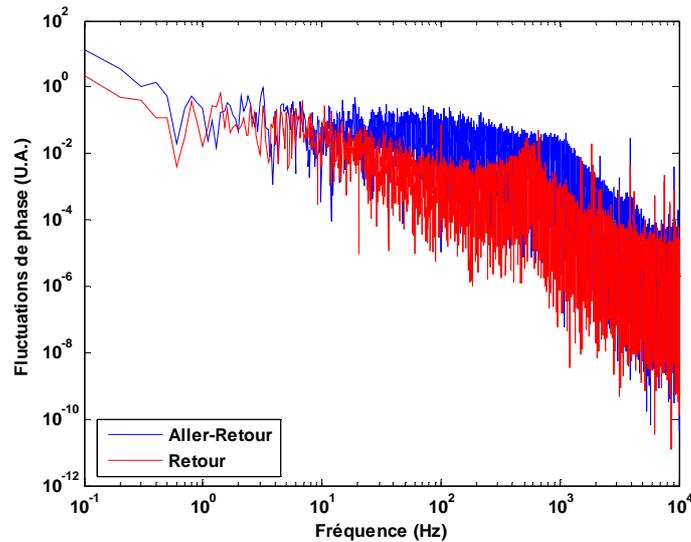


Figure IV. 20 : Comparaison des spectres des fluctuations de phase pour une turbulence de "force 1" placée en zone aller-retour (courbe bleue) et en zone retour seul (courbe rouge).

Enfin, nous avons comparé, en présence et en l'absence de diaphragme, le signal d'interférence obtenu quand la mise en phase est active dans le cas d'une turbulence de « force 1 » générée sur le trajet retour des faisceaux. Les signaux issus du détecteur placé au niveau de la cible et servant à mesurer l'erreur de phase résiduelle sont présentés en Figure IV. 21. En l'absence de diaphragme, le signal collecté est beaucoup plus bruité et son amplitude moyenne plus faible qu'en présence du diaphragme. On constate bien qu'en l'absence du filtrage spatial par le diaphragme, l'efficacité de la mise en phase dans le plan cible est considérablement réduite. Les fluctuations de phase induites par la turbulence retour sont dans ce cas perçues par le détecteur placé près de l'émission laser. Les lobes d'interférence défilent au niveau de la cible à cause d'une mise en phase non effective. Il est à noter que l'expérience en l'absence de diaphragme est similaire à celle que l'on pourrait réaliser avec un diaphragme mal positionné c'est-à-dire non pas devant la lentille de collection mais devant le détecteur. En effet, le détecteur a une surface réduite, inférieure à la tâche de la figure de speckle du signal rétrodiffusé. Il fonctionne donc comme un diaphragme.

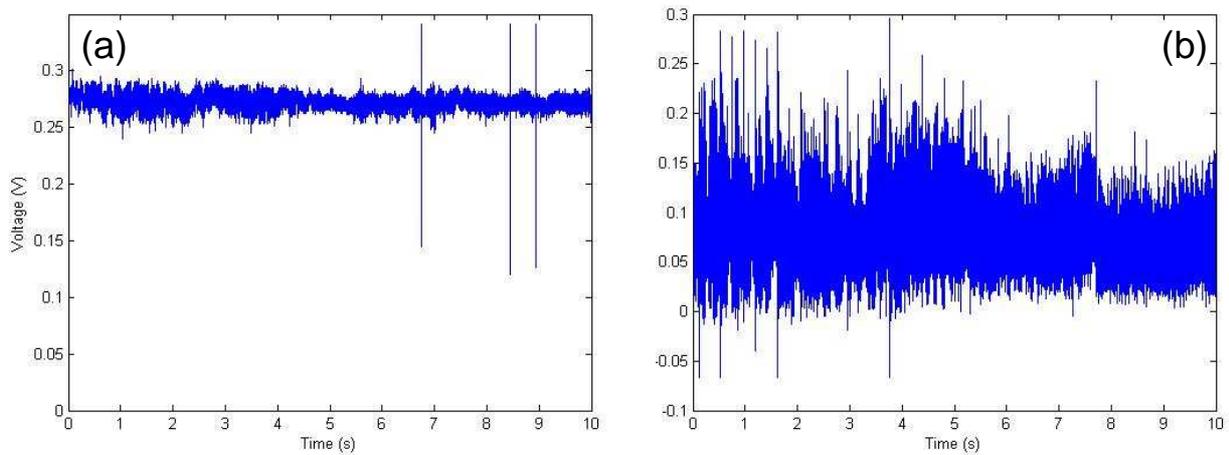


Figure IV. 21 : Signal issu du détecteur, placé dans le plan cible en champ lointain, en présence de turbulence de "force 1" sur le trajet-retour des faisceaux en présence (a) et en l'absence (b) du diaphragme

De toutes les configurations possibles pour réduire l'ouverture du détecteur, celle présentée dans ce chapitre présente certains avantages. En effet, comme le diaphragme est placé devant la lentille de collection, le champ du détecteur n'est pas réduit, maximisant ainsi le flux collecté. Par ailleurs, ce positionnement du diaphragme permet de réduire la sensibilité du système de détection aux défauts d'alignement. Un diaphragme placé entre la lentille de collection et le détecteur doit être parfaitement centré pour être opérationnel, alors que dans notre configuration, le centrage du diaphragme est beaucoup moins critique. Tant qu'il intercepte et transmet au détecteur une partie du signal rétrodiffusé, il peut être placé à notre convenance devant la lentille. Si le diaphragme est mal centré, le système fonctionne tout de même et la baisse d'efficacité est beaucoup plus modérée que pour un défaut de centrage équivalent d'un diaphragme placé après la lentille de collection.

Pour mettre en évidence cette moindre sensibilité aux défauts d'alignement, nous avons procédé à l'expérience suivante : nous avons réalisé deux mesures de l'erreur de phase résiduelle en l'absence de turbulence. La première est réalisée en centrant le diaphragme de façon optimale. La dernière mesure est réalisée après avoir retiré puis remis le diaphragme sans prendre soin à son alignement seulement de manière à détecter du signal rétrodiffusé (Figure IV. 22). L'erreur de phase passe de $\lambda/28$ à $\lambda/27$. L'erreur de phase est quasi inchangée alors que nous n'avons pris aucun soin à bien réaligner le diaphragme. Un repositionnement différent ne dégrade pas de façon significative les performances de combinaison cohérente. Sa position est donc non critique tant qu'il est placé devant la lentille de collection et que l'intensité du signal collecté est supérieure au seuil de fonctionnement de la boucle d'asservissement.

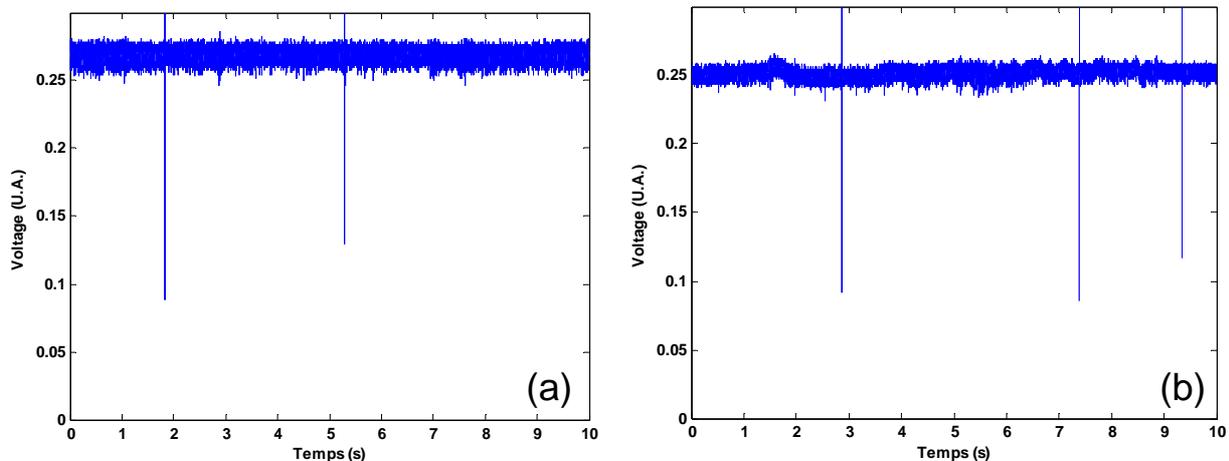


Figure IV. 22: Signal issu du détecteur en l'absence de turbulence. Le diaphragme est centré de manière optimale (a) il est enlevé puis il remis décalé de quelques millimètres (b)

3.3 ANALYSE THEORIQUE DE LA CONFIGURATION DE COMBINAISON COHERENTE SUR CIBLE

Nous allons maintenant nous intéresser au développement théorique de l'expérience de combinaison cohérente sur cible à travers la turbulence en utilisant le signal rétrodiffusé. Pour cela, nous étendons au cas de combinaison cohérente sur cible diffuse à travers la turbulence le modèle proposé par Shay [17] et repris au Chapitre III et en Annexe A. Nous ajoutons dans ce modèle la prise en compte des déphasages liés à la propagation à travers la turbulence atmosphérique ainsi que la présence de la cible diffusante et son speckle.

Le champ électrique de la voie de référence $e_r(t)$ et celui de la $i^{\text{ème}}$ voie modulée $e_i(t)$ s'écrivent au niveau des pupilles de sortie :

$$e_r(t) = E_r \cos(\omega_l t + \varphi_r(t)) \quad (5)$$

et

$$e_i(t) = E_i \cos(\omega_l t + \varphi_i(t) + \beta_i \sin(\omega_i t)) \quad (6)$$

avec E_r et E_i les amplitudes des champs de la voie de référence non modulée et de la voie i . ω_l est la fréquence du laser, φ_r la phase optique de la voie de référence et φ_i celle de la voie modulée. β_i est l'indice de modulation donnant l'amplitude de la modulation de phase à la fréquence ω_i , pour la voie i .

Comme les faisceaux de sortie sont collimatés, nous estimons que le diamètre de chaque faisceau élémentaire est inférieur au paramètre de Fried. Comme nous l'avons vu, les faisceaux en sortie de système ont un diamètre après collimation égal à environ 1,5 mm tandis que le paramètre de Fried vaut 30 mm dans le cas de la turbulence de « force 1 » et qu'il vaut 5 mm pour la turbulence de « force 2 ». On peut donc considérer que chaque faisceau se propageant jusqu'à la cible subit un déphasage uniforme. En revanche, comme les faisceaux sont séparés d'une trentaine de millimètres, ils vont subir des déphasages différents les uns des autres. On note $\Delta\varphi_r$ et $\Delta\varphi_i$ les déphasages subis respectivement par la voie de référence et la voie i au cours de ce trajet aller jusqu'à la cible à travers la turbulence.

Les faisceaux interfèrent ensuite sur la cible diffusante. Nous employons la lettre s en indice pour repérer les éléments de surface diffusants à l'intérieure de la cible. La $s^{\text{ème}}$ surface élémentaire rétrodiffuse une fraction de la puissance laser η_s^2 et induit un déphasage ϕ_s [16].

Les champs de la voie de référence et de la voie i s'écrivent alors au niveau de la cible et sur la $s^{\text{ème}}$ zone diffusante :

$$e_{s-r}(t) = \eta_s E_r \cos(\omega_l t + \varphi_r + \Delta\varphi_r + \phi_s) \quad (7)$$

et

$$e_{s-i}(t) = \eta_s E_i \cos(\omega_l t + \varphi_i + \beta_i \sin(\omega_i t) + \Delta\varphi_i + \phi_s) \quad (8)$$

La Figure IV. 23 décrit les canaux à l'intérieur desquels sont confinés les rayons optiques perçus par le détecteur et provenant d'une zone diffusante donnée de la cible. L'ouverture du détecteur est alors limitée par un diaphragme placé devant la lentille de collection. Seuls les rayons lumineux diffusés par la zone cible considéré et contenus à l'intérieur de l'angle solide délimité par le diaphragme vont contribuer au signal rétrodiffusé collecté par le détecteur. Ces surfaces élémentaires sont représentées sur le schéma par les numéros (1) à (7). Chacune de ces zones est associée à un canal de propagation, noté par exemple Canal 1 ($s=1$) pour le canal issu de la zone 1. A cause de la présence du diaphragme, et en se limitant aux photons rétrodiffusés par un élément de surface donné, seule la lumière rétrodiffusée, se propageant dans le canal associé, atteint le photodétecteur.

On considère pour la suite que la cible est découpée en M éléments de surface contribuant au signal rétrodiffusé collecté par le détecteur.

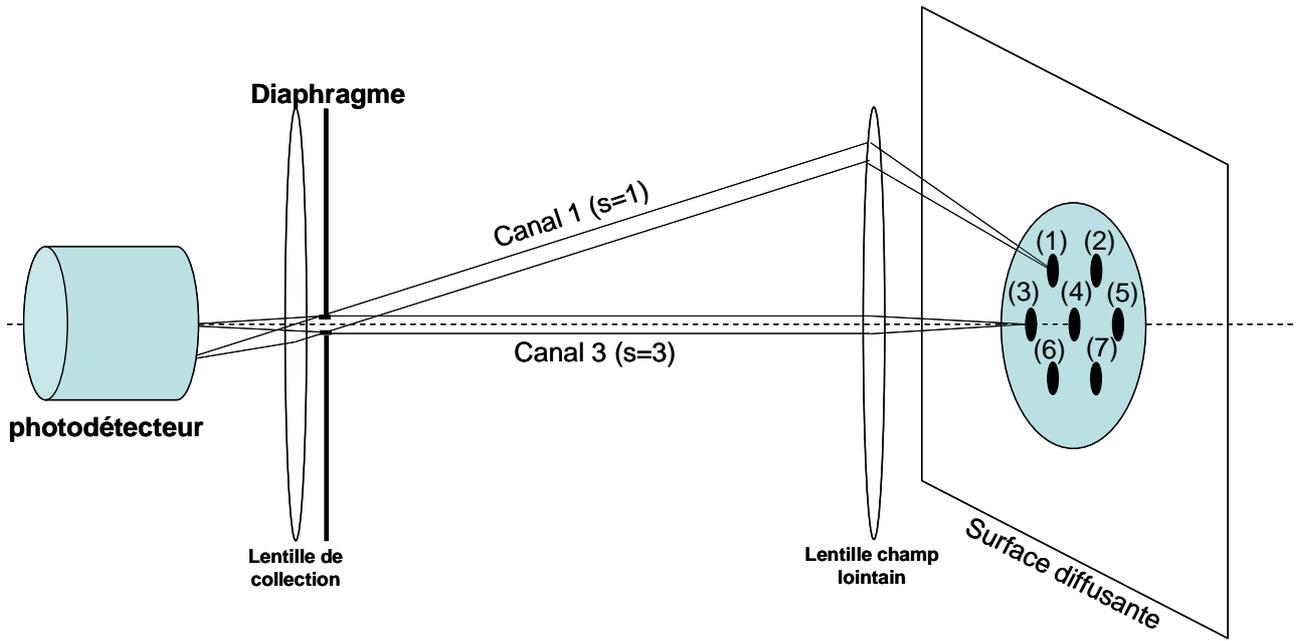


Figure IV. 23 : Principe schématique de la rétrodiffusion la cible

Des considérations d'optique géométrique permettent de montrer que la lumière rétrodiffusée par un élément de surface de la cible est collimatée par la lentille de focalisation en champ lointain dans une seule direction. La lumière issue d'une autre zone est collimatée dans une autre direction. Le diaphragme sélectionne un canal de rayons optiques pour chaque direction de propagation. Ainsi, tous les rayons lumineux provenant d'une même zone de contribution doivent emprunter le même canal optique et ce quelle que soit la voie d'émission laser à l'origine. Si le diaphragme est suffisamment petit, tous les canaux dans le champ du détecteur ont leur diamètre plus petit que le paramètre de Fried. Ainsi, à l'intérieur d'un canal, tous les rayons lumineux subissent un déphasage uniforme identique induit par la turbulence sur le trajet retour. On note $\Delta\phi_s$ ce déphasage uniforme subit par les rayons provenant de la $s^{\text{ème}}$ zone de contribution et se propageant via le $s^{\text{ème}}$ canal. Le champ total reçu par le photodétecteur en présence du diaphragme devient :

$$E_T(t) = \sum_{s=1}^M E_{rs}(t) + \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{s=1}^M E_{is}(t) \quad (9)$$

avec le signal provenant de la voie de référence

$$E_{rs}(t) = \eta_s E_r \cos(\omega_l t + \varphi_r + \Delta\varphi_r + \phi_s + \Delta\phi_s) \quad (10)$$

et celui issu des N-1 voies modulées

$$E_{is}(t) = \eta_s E_i \cos(\omega_l t + \varphi_i + \beta_i \sin(\omega_m t) + \Delta\varphi_i + \phi_s + \Delta\phi_s). \quad (11)$$

Le courant du détecteur $i_{PD}(t)$ est proportionnel à l'intensité reçue:

$$i_{PD}(t) = R_{PD} A \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left[\sum_{s=1}^M \left(E_{rs}(t) + \sum_{i=1}^N E_{is}(t) \right) \right]^2 \quad (12)$$

avec R_{PD} la réponse du détecteur et A sa surface, μ_0 et ϵ_0 les permittivités magnétiques et électriques du vide.

Pour obtenir le signal d'erreur à partir du courant issu du photodétecteur, on procède à une démodulation cohérente, c'est-à-dire que l'on multiplie le signal par $\sin(\omega_m t)$ avec ω_m la fréquence de

démodulation. La fréquence de démodulation doit être égale à la fréquence de modulation de la voie dont on veut connaître le déphasage, ie $\omega_m = \omega_i$ dans notre cas.

Tout comme dans l'Annexe A, la démodulation est suivie d'un filtrage passe-bas pour ne conserver que les termes proportionnels aux différences de phase. Nous supposons également que le diaphragme et le photodétecteur sont assez petits pour ne recevoir qu'une partie du champ rétrodiffusé et ainsi filtrer les modulations spatiales d'intensité. Enfin, en utilisant les décompositions de Jacobi-Anger, nous obtenons le signal d'erreur dont une très bonne approximation est :

$$S_{si} = R_{PD} A \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} J_1(\beta_i) \sum_{s_1=1}^M \sum_{s_2=1}^M \left[\sqrt{\eta_{s_1} P_r} \sqrt{\eta_{s_2} P_i} \sin(\varphi_r + \Delta\varphi_r - \varphi_i - \Delta\varphi_i + \psi_{s_1 s_2}) + \sum_{j=1}^{N-1} J_0(\beta_j) \sqrt{\eta_{s_1} P_j} \sqrt{\eta_{s_2} P_i} \sin(\varphi_j + \Delta\varphi_j - \varphi_i - \Delta\varphi_i + \psi_{s_1 s_2}) \right] \quad (13)$$

avec

$$\psi_{s_1 s_2} = \phi_{s_1} - \phi_{s_2} + \Delta\phi_{s_1} - \Delta\phi_{s_2} . \quad (14)$$

J_0 et J_1 sont respectivement les fonctions de Bessel de première espèce à l'ordre 0 et à l'ordre 1. P_r et P_i sont les puissances optiques de la voie de référence et de la voie i. Elles sont pondérées par le coefficient de diffusion de la cible qui varie lui-même en fonction de la zone s.

Comme dans les équations de l'annexe A, on retrouve dans l'équation (13) deux termes distincts. Le premier terme correspond au terme de battement entre la voie de référence et la voie d'intérêt i. Le deuxième terme correspond, quant à lui, au terme de battement entre la voie i et les autres voies modulées.

Pour simplifier l'expression, nous décomposons la double somme sur s_1 et s_2 de l'équation (13) en deux parties: S_{ssi} et $S_{s_1 s_2 i}$. Le premier terme, S_{ssi} , comporte les termes de battement entre les champs diffusés par une même zone de la cible, c'est-à-dire $s_1 = s_2 = s$. Le second terme comprend les contributions croisées entre zones distinctes de la cible.

$$S_{ssi} = R_{PD} A \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} J_1(\beta_i) \sum_{s=1}^M \eta_s \left[\sqrt{P_r} \sqrt{P_i} \sin(\varphi_r + \Delta\varphi_r - \varphi_i - \Delta\varphi_i + \psi_{ss}) + \sum_{j=1}^{N-1} J_0(\beta_j) \sqrt{P_j} \sqrt{P_i} \sin(\varphi_j + \Delta\varphi_j - \varphi_i - \Delta\varphi_i + \psi_{ss}) \right] \quad (15)$$

et

$$S_{s_1 s_2 i} = R_{PD} A \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} J_1(\beta_i) \sum_{s_1 \neq s_2}^M \left[\sqrt{\eta_{s_1} P_r} \sqrt{\eta_{s_2} P_i} \sin(\varphi_r + \Delta\varphi_r - \varphi_i - \Delta\varphi_i + \psi_{s_1 s_2}) + \sum_{j=1}^{N-1} J_0(\beta_j) \sqrt{\eta_{s_1} P_j} \sqrt{\eta_{s_2} P_i} \sin(\varphi_j + \Delta\varphi_j - \varphi_i - \Delta\varphi_i + \psi_{s_1 s_2}) \right] \quad (16)$$

L'équation (15) peut se simplifier puisque, alors, comme $s_1 = s_2 = s$, on a pour tout s, $\psi_{ss} = 0$:

$$S_{ssi} = R_{PD} A \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} J_1(\beta_i) \sqrt{P_i} \left(\sum_{s=1}^M \eta_s \right) \left[\sqrt{P_r} \sin(\varphi_r + \Delta\varphi_r - \varphi_i - \Delta\varphi_i) + \sum_{j=1}^{N-1} J_0(\beta_j) \sqrt{P_j} \sin(\varphi_j + \Delta\varphi_j - \varphi_i - \Delta\varphi_i) \right] \quad (17)$$

On peut réécrire l'équation (16), en séparant le terme $\psi_{s_1 s_2}$ des autres termes de phase :

$$S_{s_1 s_2} = R_{PD} A \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} J_1(\beta_i) \sqrt{P_i} \left[\begin{aligned} & \sqrt{P_r} \sin(\varphi_r + \Delta\varphi_r - \varphi_i - \Delta\varphi_i) \sum_{s_1 \neq s_2}^M \sqrt{\eta_{s_1} \eta_{s_2}} \cos(\psi_{s_1 s_2}) \\ & + \sqrt{P_r} \cos(\varphi_r + \Delta\varphi_r - \varphi_i - \Delta\varphi_i) \sum_{s_1 \neq s_2}^M \sqrt{\eta_{s_1} \eta_{s_2}} \sin(\psi_{s_1 s_2}) \\ & + \sum_{j=1}^{N-1} J_0(\beta_j) \sqrt{P_j} \sin(\varphi_j + \Delta\varphi_j - \varphi_i - \Delta\varphi_i) \sum_{s_1 \neq s_2}^M \sqrt{\eta_{s_1} \eta_{s_2}} \cos(\psi_{s_1 s_2}) \\ & + \sum_{j=1}^{N-1} J_0(\beta_j) \sqrt{P_j} \cos(\varphi_j + \Delta\varphi_j - \varphi_i - \Delta\varphi_i) \sum_{s_1 \neq s_2}^M \sqrt{\eta_{s_1} \eta_{s_2}} \sin(\psi_{s_1 s_2}) \end{aligned} \right] \quad (18)$$

Dans le modèle de Goodman, les éléments de surfaces diffusants de la cible sont indépendants [16]. De plus, on peut supposer que les effets de la turbulence dans deux canaux de propagation distincts sont également indépendants, alors $\varphi_{s_1} - \varphi_{s_2} + \Delta\varphi_{s_1} - \Delta\varphi_{s_2}$ est une variable aléatoire avec une distribution de probabilité uniforme sur l'intervalle $[-\pi, \pi]$. η_s est également une variable aléatoire avec une moyenne de η_{s0} .

La partie de la cible contenant la surface diffusante participant au signal reçu par le détecteur, est proportionnelle au diamètre du diaphragme. Comme le diaphragme est de petite taille, cette partie de la cible est conséquente et contient donc un grand nombre de zones diffusantes s . Ainsi, nous pouvons appliquer le théorème central-limite. $\sum_{s_1 \neq s_2}^M \sqrt{\eta_{s_1} \eta_{s_2}} \cos(\psi_{s_1 s_2})$ et $\sum_{s_1 \neq s_2}^M \sqrt{\eta_{s_1} \eta_{s_2}} \sin(\psi_{s_1 s_2})$ sont alors proches de zéro puisque $\psi_{s_1 s_2}$ est équi-réparti sur l'intervalle $[-\pi, \pi]$. Les sommes des cosinus et des sinus sont donc proches de leur valeur moyenne soit zéro. Ces deux sommes sont ainsi, avec une grande probabilité, négligeables devant le terme $\left(\sum_{s=1}^M \eta_s \right)$ de l'équation (18). L'équation (16) peut donc se simplifier et être approché par l'équation (19). D'où :

$$S_{si} \approx S_{ssi} = R_{PD} A \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} J_1(\beta_i) \sqrt{P_i} \left(\sum_{s=1}^M \eta_s \right) \left[\begin{aligned} & \sqrt{P_r} \sin(\varphi_r + \Delta\varphi_r - \varphi_i - \Delta\varphi_i) \\ & + \sum_{j=1}^{N-1} J_0(\beta_j) \sqrt{P_j} \sin(\varphi_j + \Delta\varphi_j - \varphi_i - \Delta\varphi_i) \end{aligned} \right] \quad (19)$$

Le signal d'erreur dépend des différences de phase entre les différentes sources composées des différences de phase causées entre autre par les amplificateurs ($\varphi_r, \varphi_i, \varphi_j$) et celles induites par la turbulence aller ($\Delta\varphi_r, \Delta\varphi_i, \Delta\varphi_j$). En revanche, il nous est alors possible de négliger les différences de phase induites par la turbulence retour. Ainsi, l'analyse théorique confirme le fait que limiter l'ouverture du photodétecteur, grâce au diaphragme, nous permet de compenser uniquement les fluctuations de phase dues aux amplificateurs et à la turbulence aller, et d'être insensible aux fluctuations de phase induites par la turbulence retour. La mise en phase est donc effective au niveau du plan de la cible. La figure d'interférence est donc stable dans ce plan.

En l'absence de diaphragme, ou s'il ne réduit pas l'ouverture du détecteur, le signal rétrodiffusé par la $s^{\text{ème}}$ zone n'est plus confiné dans le $s^{\text{ème}}$ canal de propagation. Il subit donc la turbulence retour qui n'est alors plus uniforme. La présence des différences de phase causées par la turbulence retour modifie le signal d'erreur. Elles sont corrigées, au même titre que celles causées par les amplificateurs

et la turbulence aller. La mise en phase est alors effective au niveau du photodétecteur qui collecte le signal rétrodiffusé et non au niveau de la cible.

Ce développement théorique confirme les résultats expérimentaux et montre que la clé pour réussir à mettre en phase au niveau de la cible et au non au niveau du détecteur est de réduire l'ouverture du photodétecteur par un diaphragme de taille appropriée.

CONCLUSION

Ce chapitre a permis de comprendre les effets de la turbulence atmosphérique et l'importance de sa compensation pour un système opérationnel de combinaison cohérente. Nous avons ensuite compensé la turbulence dans le cas d'une expérience en trajet direct, c'est-à-dire avec le détecteur au niveau de la cible. Cela nous a permis de valider la faisabilité de la compensation par la technique de modulation fréquentielle avec une voie de référence non modulée.

Cependant, comme nous l'avons vu, il n'est pas toujours possible de placer le détecteur au niveau de la cible en champ lointain. C'est pourquoi nous nous sommes attachés à définir une configuration optique optimisée et à démontrer expérimentalement la combinaison cohérente à travers la turbulence sur cible en utilisant le signal qu'elle rétrodiffuse. La difficulté consiste à s'affranchir de la turbulence sur le trajet retour des faisceaux pour s'assurer d'avoir une mise en phase effective au niveau de la cible et non au niveau du détecteur. L'ajout d'un diaphragme placé devant la lentille de collection permet de réduire l'ouverture du détecteur en dessous du paramètre de Fried, le rendant ainsi quasiment insensible à la turbulence retour. Cette configuration originale a permis de mettre en phase trois faisceaux lasers sur une cible diffusante lambertienne à travers la turbulence en utilisant le signal rétrodiffusé par la cible. Nous avons obtenu une erreur de phase résiduelle de $\lambda/15$ rms pour une turbulence relativement forte placée sur le trajet aller-retour des faisceaux. La faible sensibilité aux turbulences retour de ce dispositif a été confirmée expérimentalement. Cette démonstration de principe est complétée par une démonstration théorique validant la position clé du diaphragme.

Pour poursuivre dans cette voie, plusieurs études sont possibles. Tout d'abord, il serait intéressant de réaliser une expérience similaire de combinaison cohérente sur cible en utilisant une cuve à turbulence ou mieux encore en espace libre. Il serait également intéressant d'étudier le cas d'une cible mobile. Outre le problème du suivi de cible, on peut s'interroger sur les conséquences de la variation temporelle du speckle provoquée par le mouvement de la cible.

Nous avons pour notre part choisi d'étudier l'augmentation de la puissance des émetteurs individuels par l'utilisation de fibres LMA faiblement multimodes. Le dernier chapitre est donc consacré à l'étude théorique et expérimentale de l'impact du caractère faiblement multimode des émetteurs laser à fibre sur l'efficacité de la combinaison cohérente.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Y. Cojan, "Propagation du rayonnement dans l'atmosphère", Techniques de l'Ingénieur **E4 030**, 1995
- [2] M. Séchaud, "Propagation laser à travers la turbulence atmosphérique", Ecole thématique de la Société Française d'Optique, Traitement et propagation des faisceaux laser, Centre de Physique des Houches, 29 avril-3 mai 2002
- [3] J.W. Strohbehm, S.F. Clifford, M.E. Gracheva, A.S. Gurvich, A. Ishimaru, S.S. Kashkarov, V.V. Pokasov, J.H. Shapiro, P.B. Ulrich, J.L. Walsh, "Laser beam propagation in the atmosphere", Topics in Applied Physics **25**, Editor : J.W. Strohbehm, Springer-Verlag, 1978
- [4] R.J. Noll, "Zernike polynomials and atmospheric turbulence", J. Opt. Soc. Am. **66**, pp. 207-211, 1976
- [5] G. Rousset, "Introduction à l'optique adaptative", université de Nice 2003
- [6] P. Sprangle, A. Ting, J. Penano, R. Fischer and B. Hafizi, "Incoherent combining and atmospheric propagation of high-power fiber lasers for directed-energy applications", IEEE J. Quantum Electron. **45**, pp.138-148, 2009
- [7] P. Zhou, Z. Liu, X.Xu and X. Chu, "Comparative study of the propagation performance of coherently combined and incoherently combined beams", Opt. Com. **282**, pp. 1640-1647, 2009
- [8] S.L. Lachinova and M.A. Vorontsov, "Laser beam projection with adaptive array of fiber collimators. II. Analysis of atmospheric compensation efficiency", J. Opt. Soc. Am. A **25**, pp. 1960-1973, 2008
- [9] J-M. Conan, T. Fusco, V. Michau, L. Mugnier, M-T. Velluet, "Comprendre...l'optique adaptative", Photoniques **33**, pp. 31-34, 2008
- [10] T.R. O'Meara, "The multidither principle in adaptive optics", J. Opt. Soc. Am. **67**, pp. 306-315, 1977
- [11] H. Bruesselbach, S. Wang, M. Minden, D.C. Jones and M. Mangin, "Power-scalable phase-compensating fiber-array transceiver for laser communications through the atmosphere", J. Opt. Soc. Am. B **22**, pp. 347-353, 2005
- [12] P.Zhou, Z. Liu, X. Wang; Y. Ma, H. Ma and X. Xu, "Coherent beam combination of two-dimensional high power amplifier array using stochastic parralel gradient descent algortithm", Appl. Phys. Lett **94**, 231106, 2009
- [13] J.E. Kinsky, C.X. Yu, D.V. Murphy, S.E.J. Shaw, R.C. Lawrence and C. Higgs, "Beam control of a 2D polarization maintening fiber optic phased array with high fiber-count", Proc. of SPIE, **6306**, 63060G, 2006
- [14] M.A. Vorontsov, T. Weyrauch, L.A. Beresnev, G.W. Carhart, L.Liu and K. Aschenbach, "Adaptive array of phase-locked fiber collimators: analysis and experimental demonstration", Invited paper in IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **15**, pp. 269-280, 2009
- [15] C. Stace, C.J.C. Harrison, R.G. Clarke, D.C. Jones and A.M. Scott, "Fibre bundle lasers and their applications", 1st EMRS DTC Technical Conference, paper B21, Edinburgh 2004
- [16] J.W. Goodman, "Some fundamental properties of speckle", J. Opt. Soc. Am. **66**, pp. 1145-1150, 1976
- [17] T.M. Shay, "Theory of electronically phased coherent beam combination without a reference beam", Opt. Ex. **14**, pp. 12188-12195, 2006

CHAPITRE V : COMBINAISON COHERENTE : CAS DES FIBRES FAIBLEMENT MULTIMODES

INTRODUCTION	154
1 ETUDE THEORIQUE.....	154
1.1 IMPLICATION DES MODES D'ORDRE SUPERIEUR	154
1.1.1 Modes de propagation	154
1.1.2 Conséquences potentielles du caractère multimode des fibres sur la combinaison de faisceaux	156
1.2 COMBINAISON COHERENTE DE FIBRES LMA	158
1.2.1 Adaptation du code de simulation	158
1.2.2 Comparaison LP/LG.....	160
1.2.3 Retour sur la définition de la pupille de référence.....	162
1.3 ETUDE DE LA COMBINAISON DE MODES D'ORDRES SUPERIEURS (PURS).....	164
1.3.1 Modes LG_{lm} ($l \neq 0$)	164
1.3.2 Modes à symétrie de révolution LG_{lm} ($l = 0$).....	165
1.4 ETUDE DE L'INFLUENCE DU CARACTERE FAIBLEMENT MULTIMODE	167
1.4.1 Composition modale.....	167
1.4.2 Déphasage modal	171
2 COMBINAISON DE FIBRES PASSIVES FAIBLEMENT MULTIMODES.....	174
2.1 MONTAGE EXPERIMENTAL	174
2.2 PRINCIPAUX RESULTATS.....	177
CONCLUSION	181
BIBLIOGRAPHIE	182

INTRODUCTION

La montée en puissance par combinaison de sources laser peut être obtenue de deux manières différentes : augmentation du nombre de sources ou/et accroissement de la puissance fournie par chaque émetteur. Pour cette dernière approche, une solution, présentée au Chapitre I, consiste à diminuer la densité de puissance en utilisant des fibres à gros cœur. Pour conserver la qualité du faisceau, l'ouverture numérique de la fibre doit être minimale. Ces fibres sont appelées LMA (Large Mode Area). Néanmoins, les technologies de fabrication des fibres ne permettent pas toujours de réaliser des fibres LMA en préservant leur caractère monomode. Ces fibres guident souvent quelques modes transverses : on parle de fibres faiblement multimodes. Bien que couramment utilisées pour la fabrication de source laser individuelle, l'influence, de l'emploi de ces fibres, sur la combinaison cohérente, et plus particulièrement l'influence de la présence de plusieurs modes guidés, n'a été que très peu étudiée dans la littérature. On peut citer à titre d'exemple les travaux de l'équipe du Weizmann Institute of Science, en Israël, qui a additionné de manière cohérente des modes purs autres que le fondamental. Ces études concernent soit des modes TEM obtenus dans des lasers à solides [1] soit le mode LP_{11} dans des lasers à fibre [2].

C'est pourquoi l'objectif de ce chapitre est d'étudier l'influence du caractère multimode des fibres LMA sur l'efficacité de la combinaison cohérente. Nous reprenons en premier lieu le code numérique présenté au Chapitre II que nous adaptons pour prendre en compte les différents modes des fibres. Nous verrons que la qualité de la combinaison dépend de deux paramètres supplémentaires. Il s'agit, d'une part, de la composition modale, à savoir la répartition de la puissance dans les différents modes, et, d'autre part, des déphasages modaux, c'est-à-dire les différences de phase entre les modes présents et guidés à l'intérieur d'une même fibre. Enfin, nous réaliserons expérimentalement la combinaison de deux fibres passives dont une est faiblement multimode et peut guider jusqu'à 4 modes. Nous étudierons l'influence du caractère faiblement multimode sur la qualité de la mise en phase.

1 ETUDE THEORIQUE

L'objectif de cette partie est d'étudier l'influence des fibres LMA sur la qualité de la combinaison cohérente. Dans un premier temps, nous verrons de manière globale quelle peut être l'implication des modes d'ordre supérieur sur la combinaison cohérente. Puis, nous verrons comment adapter le code de simulation présenté au Chapitre II afin de pouvoir prendre en compte les différents modes transverses guidés par les fibres. Nous utiliserons ce code de simulation afin d'étudier l'influence de chacun des modes d'ordre supérieur sur la mise en phase. Nous finirons par analyser l'influence de deux paramètres supplémentaires sur l'efficacité de combinaison : la composition modale et le déphasage modal.

1.1 IMPLICATION DES MODES D'ORDRE SUPERIEUR

Après un bref rappel sur les modes transverses de propagation, on s'intéressera de manière globale à l'influence potentielle sur la qualité de la combinaison cohérente d'émetteurs à fibre LMA faiblement multimodes.

1.1.1 Modes de propagation

On considère une fibre à saut d'indice de rayon de cœur a . L'indice de réfraction du cœur est noté n_c et celui de la gaine n_g , dans l'hypothèse de faible guidage ($n_c \sim n_g$). On rappelle les paramètres caractérisant la fibre optique :

➤ l'ouverture numérique de la fibre $ON = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$;

- la fréquence normalisée $V = ak.ON$, où le vecteur d'onde k est égal à $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

La fréquence normalisée V permet d'évaluer le nombre de modes qui peuvent être guidés par la fibre à la longueur d'onde λ . Les modes guidés par la fibre peuvent être approximés par des modes linéairement polarisés, LP_{lm} . Ils sont indexés par leur ordre azimutal l qui correspond au nombre de zéros du champ sur π radians. Leur ordre radial m correspond au nombre d'annulation du champ radialement en incluant l'annulation du champ à l'infini. Le lecteur intéressé trouvera une étude plus détaillée de la résolution des équations de propagation optique dans une fibre en Annexe A.

Une fibre dont la fréquence normalisée est inférieure à 2,405 ne peut guider qu'un seul mode transverse : elle est monomode. Nous avons vu au Chapitre I que pour repousser les limites en puissance, une solution consiste à augmenter la taille du cœur. Pour garder une bonne qualité de faisceau et, à puissance égale, conserver le caractère monomode de la fibre, il faut veiller à ne pas augmenter sa fréquence normalisée. On cherche donc à diminuer l'ouverture numérique de la fibre. Cependant, il n'est pas toujours technologiquement possible d'obtenir une fréquence V inférieure à 2,405. Cela est particulièrement vrai pour les fibres codopées Er-Yb. En effet, elles contiennent des quantités importantes de phosphore afin d'accroître l'efficacité des phénomènes de relaxation croisée entre les ions erbium et ytterbium et ainsi augmenter le gain laser. Elles contiennent également de l'aluminium pour améliorer la solubilité des terres rares dans la silice. Il résulte de ces ajouts une augmentation de l'indice de réfraction moyen du cœur ainsi qu'un défaut d'homogénéité d'indice du cœur ce qui rend impossible la fabrication de fibres de très faibles ouvertures numériques. Elles sont typiquement comprises entre 0,15 et 0,2 tandis qu'elles peuvent être de seulement 0,06 pour des fibres dopées Yb. Si sa fréquence normalisée est supérieure à 2,405, une fibre peut guider alors plusieurs modes transverse dont les profils sont très différents de celui du mode fondamental LP_{01} . On appelle les fibres qui peuvent guider jusqu'à 10 modes transverse LP_{lm} des fibres faiblement multimodes.

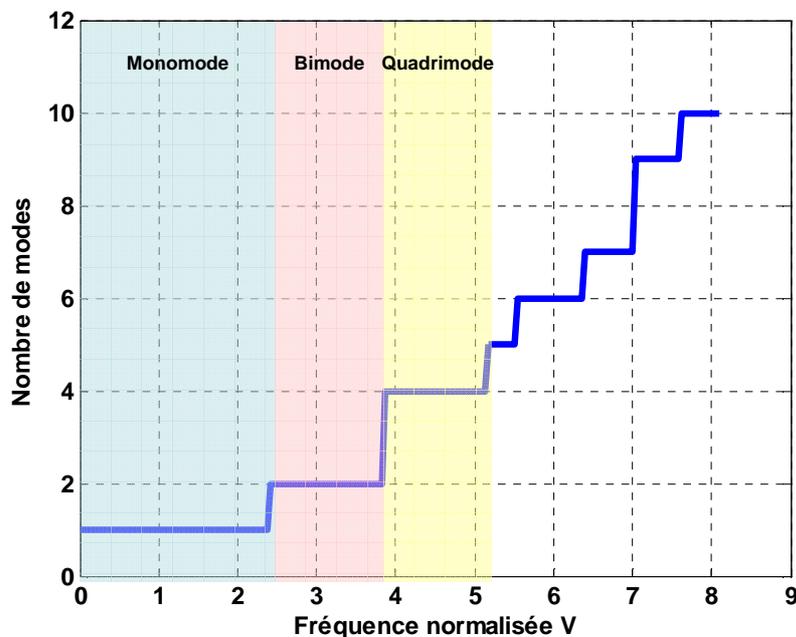


Figure V. 1 : Nombres de modes transverse guidés en fonction de la fréquence normalisée de la fibre

Par la suite, nous nous intéresserons plus spécialement aux fibres pouvant guider jusqu'à 4 modes (LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} , LP_{02}), c'est-à-dire que la fréquence normalisée est inférieure à 5,14 (Figure V. 1). Trois fibres seront plus particulièrement étudiées :

- fibre monomode ($a = 4 \mu\text{m}$, $V = 1,95$)
- fibre « bimode » ($a = 6 \mu\text{m}$, $V = 2,93$)
- fibre « quadrimode » ($a = 10 \mu\text{m}$, $V = 4,9$).

1.1.2 Conséquences potentielles du caractère multimode des fibres sur la combinaison de faisceaux

La présence de plusieurs modes dans une fibre est potentiellement source de défauts tels que : une qualité spatiale de faisceaux dégradée, un faisceau instable... Elle est également source de difficultés pour qui cherche à combiner ce type de faisceaux. En effet, le champ obtenu en sortie de fibre, est une superposition des différents modes guidés. Sa répartition spatiale résulte de l'interférence entre ces différents modes. Selon la fraction de puissance contenue dans chacun des modes et leurs différences de phase, le champ total peut varier considérablement.

Considérons à titre indicatif l'exemple présenté en Figure V. 2. On considère une fibre pouvant guider deux modes en phase (LP_{01} et LP_{11} dont les expressions sont données en Annexe A). Le profil d'intensité varie considérablement en fonction de la fraction de puissance contenue dans le mode d'ordre le plus élevé. En fonction de la combinaison entre les deux modes, le maximum d'intensité du faisceau peut ne plus être centré et le profil transverse peut être composé de deux lobes. Or, en combinaison cohérente, le profil transverse en champ proche des faisceaux que l'on combine influe sur l'enveloppe de la figure d'interférence en champ lointain. Ainsi, en fonction de la composition modale, c'est-à-dire la répartition de puissance entre les différents modes guidés de la fibre, la figure d'interférence évolue. Il faut donc que la composition modale reste constante pour que la figure d'interférence puisse rester stable au cours du temps.

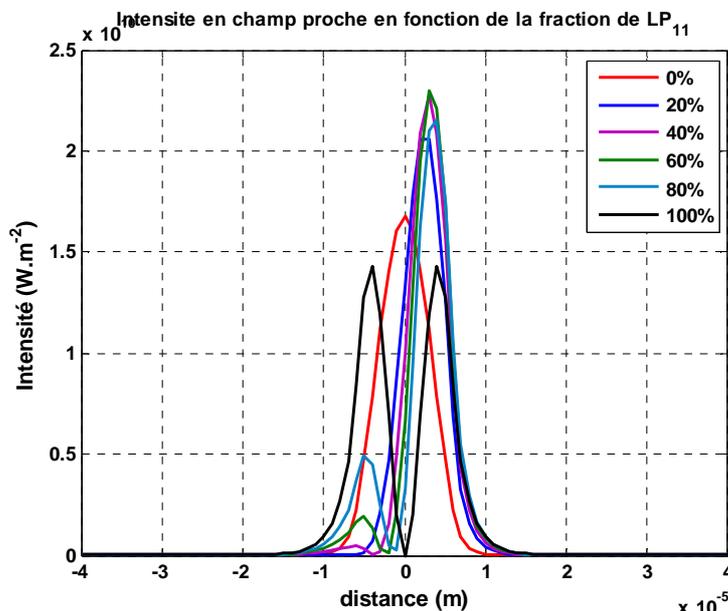


Figure V. 2 : Evolution du profil d'intensité en fonction de la fraction de puissance contenue dans le mode LP_{11} au détriment du mode fondamental LP_{01} . On suppose que la différence de phase entre les modes est nulle. La fibre considérée est une fibre bimode de $6 \mu\text{m}$ de rayon de cœur.

Les différents modes possèdent des constantes de propagation légèrement différentes. Ils se déphasent donc au cours de leur propagation. De plus, étant à la même longueur d'onde, ces modes peuvent interférer. Leurs différences de phase sont sensibles aux paramètres environnementaux tels que la température, la courbure de la fibre... Le champ en sortie d'une fibre multimode peut donc être beaucoup plus instable que pour une fibre monomode. Ces déphasages ont pour conséquence d'induire également une variation du profil transverse du faisceau en sortie de fibre (Figure V. 3). Par ailleurs, ils ne sont pas forcément identiques d'une fibre à l'autre. Pour que la combinaison cohérente reste efficace dans ce cas, le contrôle de la phase doit prendre en compte ces phénomènes afin de s'assurer de limiter leurs effets négatifs sur l'efficacité de combinaison.

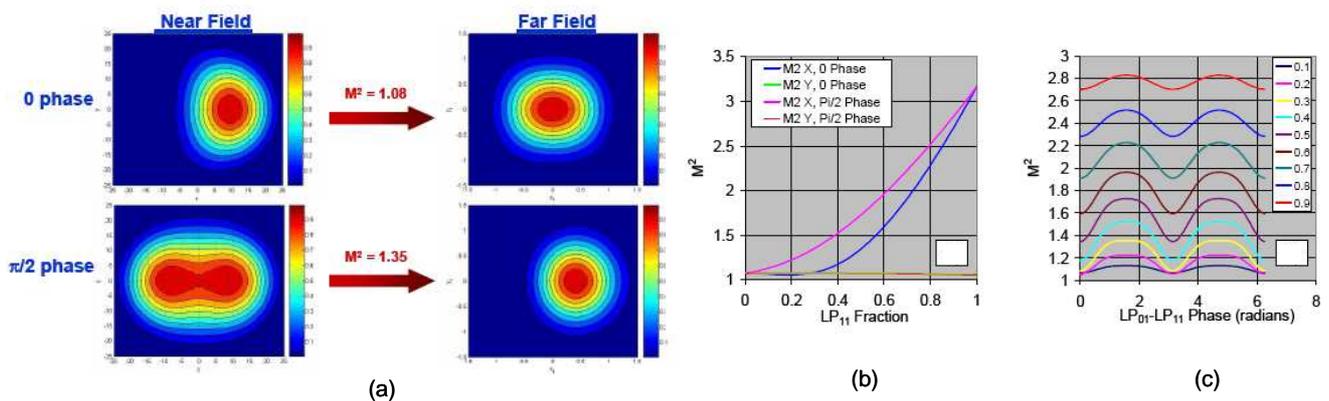


Figure V. 3 : Champs proches et champs lointains, d'une fibre guidant 70% de LP₀₁ et 30% de LP₁₁, en fonction de la phase relative entre ces deux modes (a). Valeurs calculées du M^2 en fonction de la fraction de LP₁₁ (b) et de sa phase relative (c) [3].

Enfin, les modes en sortie de fibre ne se propagent pas tous de la même façon : les modes d'ordre supérieur divergent plus vite que le mode fondamental. Il est nécessaire de s'assurer d'un système efficace pour garantir une superposition optimale des faisceaux en champ lointain.

Plusieurs techniques ont été proposées pour forcer des fibres faiblement multimodes à émettre un faisceau de qualité proche du monomode :

- Sélection du mode LP₀₁ en induisant des pertes, par courbure de la fibre, sur les modes d'ordre supérieur,
- Excitation sélective du mode fondamental par injection contrôlée et utilisation d'un adaptateur de mode,
- Optimisation du profil d'indice et donc des conditions de guidage.

Cependant, ces techniques ne sont pas toujours réalisables en pratique, notamment quand le diamètre de cœur s'accroît. Il n'est donc pas toujours possible de discriminer et d'éliminer les modes d'ordre supérieur afin de ne conserver que le mode fondamental.

Notons que le facteur de qualité du faisceau en sortie de fibre (M^2) n'est pas un indicateur fiable du caractère monomode du faisceau. L'auteur de la référence [3] étudie la valeur du M^2 d'un faisceau issu d'une fibre LMA. Une très bonne qualité de faisceau avec une M^2 égale à 1,08 est obtenue bien que le faisceau contienne 70% de LP₀₁ et 30% de LP₁₁. La seule valeur du M^2 ne garantit donc pas une faible quantité de mode d'ordre supérieur. Par ailleurs, le profil transverse du faisceau, et par conséquent la valeur du M^2 , changent en fonction de la différence de phase relative entre les modes LP₀₁ et LP₁₁ (Figure V. 3).

La combinaison cohérente de fibres faiblement multimodes laisse donc présager de nouvelles contraintes par la gestion de deux paramètres supplémentaires. Le premier concerne la répartition de puissance entre les différents modes guidés par la fibre, nous l'appellerons « composition modale ». Le deuxième concerne le déphasage entre les modes à l'intérieur d'une même fibre. Nous emploierons alors le terme de déphasage modal et nous choisirons comme phase de référence la phase du mode fondamental. Nous allons maintenant adapter le code de simulation présenté au Chapitre II afin de prendre en compte ces nouveaux paramètres et étudier l'influence de l'utilisation de fibres LMA sur l'efficacité de la combinaison cohérente.

1.2 COMBINAISON COHERENTE DE FIBRES LMA

Nous proposons de revenir sur le code de simulation développé au Chapitre II afin de pouvoir étudier l'influence des fibres LMA sur l'efficacité de la combinaison cohérente.

1.2.1 Adaptation du code de simulation

Pour réaliser la combinaison cohérente de fibres faiblement multimodes, nous adaptons le code de simulation de la manière suivante :

- Les paramètres de fibres, rayon de cœur et ouverture numérique, sont choisis par l'utilisateur. Grâce à eux, on détermine la fréquence normalisée de la fibre qui nous donne le nombre maximal de modes pouvant être guidés.
- Parmi ces modes, l'utilisateur choisit la composition modale, c'est-à-dire la fraction de puissance dans chacun des modes de la fibre. Il choisit également l'angle d'orientation des modes¹ qui ne sont pas à symétrie de révolution, par exemple les modes LP_{11} et LP_{21} .
- De même, l'utilisateur peut choisir pour chacun des modes d'ordre supérieur leur déphasage modal, c'est-à-dire le déphasage entre les modes d'une même fibre. Ces déphasages sont toujours définis par rapport à la phase du mode fondamental. Les déphasages entre les différentes fibres du système de combinaison, ou piston global, correspondent aux différences de phase entre les modes fondamentaux des différentes fibres que l'on combine.

L'utilisateur peut toujours définir les autres paramètres déjà accessibles dans le cas monomode : emplacement des fibres, nombres d'émetteurs, puissance totale, piston global ou différence de phase résiduelle... Ainsi, il est possible de simuler n'importe quel champ émis en sortie de fibre, même s'ils ne sont pas tous réalisables expérimentalement.

Nous souhaitons que le modèle puisse fonctionner comme pour le cas monomode, c'est-à-dire que le champ lointain est calculé soit directement par transformée de Fourier du champ proche, soit en propageant le champ à une distance z donnée. Cette dernière méthode permet d'introduire des éléments optiques sur le trajet des faisceaux, notamment les optiques de collimation, ou des systèmes perturbateurs, tels que des écrans de phase, ce qui nous sera utile quand on souhaitera modéliser la combinaison cohérente à travers la turbulence atmosphérique. On peut propager le champ proche par des méthodes classiques de propagation des ondes (Beam Propagation Method ou BPM). Cependant, ces méthodes sont très coûteuses en temps de calcul. Elles sont difficilement compatibles avec une étude, comme la notre, qui nécessite de tester de nombreuses configurations dans le but de déterminer les tendances, de comparer plusieurs systèmes de combinaison entre eux et d'analyser l'influence de nombreux paramètres. C'est pourquoi, nous préférons utiliser une méthode plus rapide en temps de calcul en approximant les modes émis par la fibre par des modes de Laguerre-Gauss (LG) [4][5]. Ce

¹ Cela correspond en fait à un choix de répartition entre les composantes paire et impaire de ces modes.

sont des modes à enveloppe gaussienne modulée par un polynôme de Laguerre. Tout comme les modes LP, on les distingue par leur indice azimutal l et leur indice radial m . Ce sont des modes gaussiens dont on dispose de formules analytiques pour décrire leur propagation [4]. On peut ainsi obtenir le champ à une distance z donnée et faire de la propagation pas à pas de façon très rapide.

Le champ optique émis par la $i^{\text{ème}}$ fibre est alors une combinaison linéaire de modes LG_{lm} :

$$E_i(x, y, z) = \sum_{l,m} 2\sqrt{\alpha_{lm}} C \frac{[(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2]^{l/2}}{w(z)^{l+1}} \cos(l\phi) \cdot \left[L_{m-1}^l \left[2 \left(\frac{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2}{w(z)^2} \right) \right] \exp \left[- \left(\frac{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2}{w(z)^2} \right) \right] \right] \cdot \left[\exp \left[-ik \frac{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2}{2R_c(z)} \right] \exp \left[-i(kz - \psi_{lm}(z) - \phi_i - \phi_{ilm}) \right] \right] \quad (1)$$

avec k le vecteur d'onde, λ la longueur d'onde, (x_i, y_i) les coordonnées du centre de la $i^{\text{ème}}$ fibre, $L_m^l(u)$ le polynôme de Laguerre-Gauss généralisé, α_{lm} la fraction de puissance dans le mode LG_{lm} devant vérifier la condition $\sum_{l,m} \alpha_{lm} = 1$. ϕ définit l'angle de coordonnées polaires dans le plan transverse pour la $i^{\text{ème}}$ fibre de la matrice. C est une constante:

$$C = \sqrt{\frac{4P_0}{(\delta_l + 1)\pi\epsilon_0 c} \frac{(m-1)!}{(m-1+l)!}} \quad (2)$$

avec P_0 la puissance totale délivrée par un seul émetteur, c et ϵ_0 correspondent respectivement à la vitesse de la lumière et la permittivité électrique du vide. δ_l est le symbole de Kronecker ($\delta_l = 1$ quand $l = 0$ et $\delta_l = 0$ sinon). ϕ_i est la phase du mode fondamental de la fibre (piston global), induite en pratique notamment par l'amplification et la propagation en espace libre. ϕ_{ilm} correspond au déphasage modal du mode LP_{lm} mode de cette fibre. D'autre part, les paramètres des modes gaussiens sont définis par [4] :

- le rayon de courbure du front d'onde $R_c(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right]$,
- la distance de Rayleigh $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$,
- la largeur du faisceau $w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2}$,
- la phase de Gouy $\psi_{lm}(z) = (2m+l-1) \arctan \left(\frac{z}{z_R} \right)$.

Le waist w_0 du faisceau est défini pour les premiers modes en utilisant l'approximation de Marcuse [6] (Chapitre II) qui approxime au mieux le mode LP_{01} en sortie de fibre avec le mode LG_{01} .

Pour des modes d'ordre relativement élevé, on utilise $w_0 = \sqrt{\frac{2a}{V}}$ [7]. Notons également que nous choisissons une lentille de collimation de distance focale de 10 mm. Il est à noter qu'il existe des

approximations plus précises (par exemple [8][9]). Cependant, elles ont pour points communs d’optimiser à chaque fois les paramètres de détermination du waist pour approximer au mieux le mode LP par le mode LG. Elles sont coûteuses en temps de calculs pour un gain en précision limité. On perd donc ainsi un des avantages de l’utilisation des modes LG. Nous préférons nous contenter des approximations de Marcuse et de Bélanger pour conserver la rapidité d’exécution. Néanmoins, nous évaluons l’erreur résultant de cette approximation dans le paragraphe suivant.

1.2.2 Comparaison LP/LG

Nous souhaitons maintenant vérifier que notre approximation n’induit pas des erreurs trop importantes par rapport aux calculs à partir des modes LP. Nous comparons la description en mode LP ou en mode LG des faisceaux en champ proche Figure V. 4. Nous procédons de la sorte pour les 3 fibres d’intérêt (monomode avec $a = 4 \mu\text{m}$, « bimode » $a = 6 \mu\text{m}$ et « quadrimode » $a = 10 \mu\text{m}$).

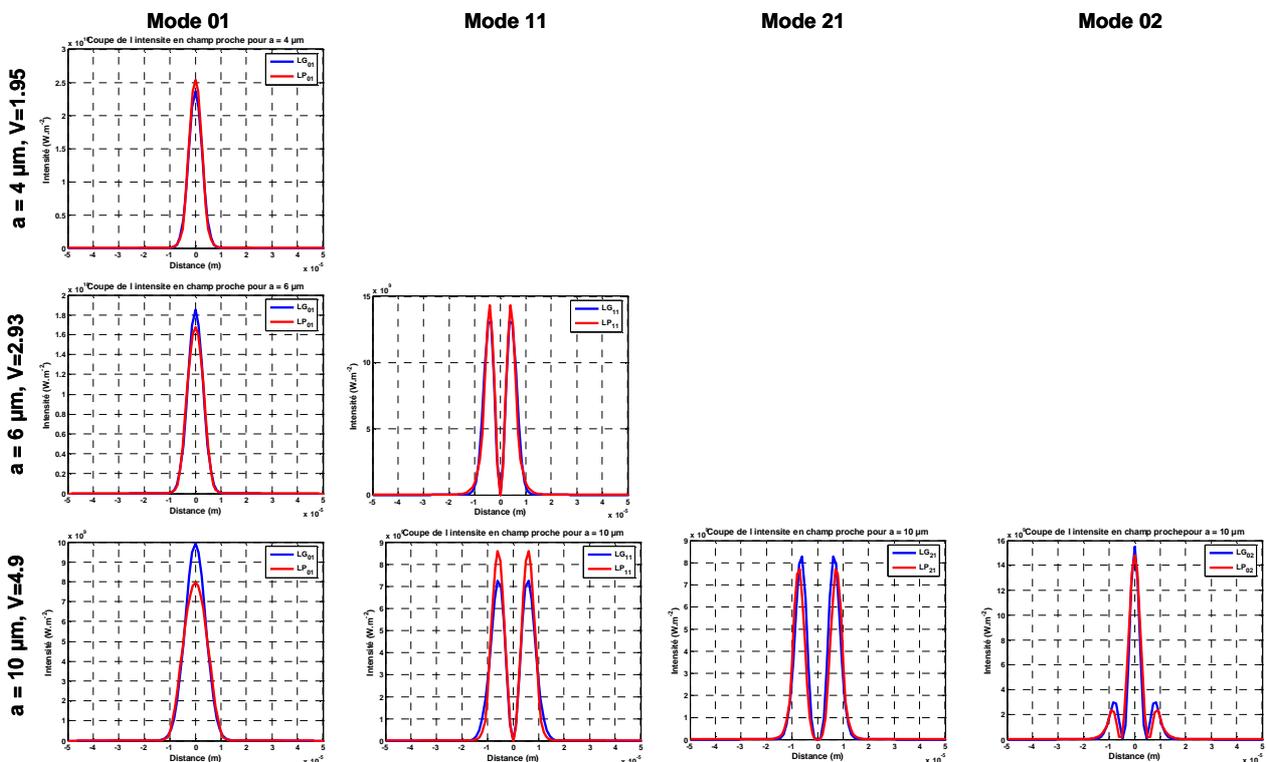


Figure V. 4 : Comparaison des modes LP_{lm} (rouge) et LG_{lm} (bleu) des modes guidés dans des fibres de rayon de cœur de 4, 6 et 10 μm

On s’intéresse plus particulièrement à la valeur de la position des lobes d’intensité ainsi qu’à celle des maxima d’intensité. Ainsi, pour chacun des cas considérés, on calcule l’erreur relative, c’est-à-dire :

$$\frac{|valeur_{LG} - valeur_{LP}|}{valeur_{LP}}$$

De manière générale, et pour les trois fibres que l’on considère ici, on a un bon accord entre la définition des modes LP et l’approximation en modes LG. La position des lobes d’intensité est quasiment identique, l’erreur relative étant au maximum de 3% et ce cas ne concerne que la position de la couronne secondaire du mode LG_{02} . En ce qui concerne la valeur de l’intensité maximale, l’erreur relative varie selon les cas considérés. Pour les fibres dont le rayon de cœur est égal à 4 ou 6 μm , on obtient un très bon accord entre les deux définitions avec une erreur relative inférieure à 7%. Il en est

de même pour les modes LG_{21} et LG_{02} de la fibre « quadrimode » de $10\ \mu\text{m}$ de rayon de cœur. En revanche, elle est plus importante et comprise entre 10 et 20% pour les modes LG_{01} et LG_{11} .

Nous procédons également à la comparaison des champs lointains obtenus par combinaison de 4 fibres dans l'approximation des modes LP et LG. Nous faisons l'hypothèse que la fibre ne véhicule qu'un seul mode à chaque fois et que toutes les fibres sont identiques. Nous nous plaçons dans le cas le plus défavorable présenté précédemment c'est-à-dire pour une fibre dont le rayon de cœur est de $10\ \mu\text{m}$. Les figures d'interférences en champ lointain sont données en Figure V. 5. Nous avons également calculé les principaux critères de qualité ainsi que, pour chacun d'entre eux, leur erreur relative par rapport aux cas LP (Tableau V. 1). La manière dont sont calculés les critères dans le cas de modes d'ordre supérieur ainsi que la définition de la pupille de référence sont présentés au paragraphe 1.2.3.

Il est important de noter que, compte tenu que nous ne pouvons modéliser le système de collimation si on utilise les modes LP, nous considérons des fibres nues. Toutefois, pour avoir un taux de remplissage de la pupille suffisant, nous négligeons la taille de la gaine. Nous approchons donc les cœurs des fibres au plus près, ce qui densifie la pupille de sortie. Il s'agit d'une densification artificielle mais qui est pratique pour comparer les deux définitions des modes. Nous nous en sommes servi régulièrement au cours de notre travail pour vérifier la crédibilité de nos résultats.

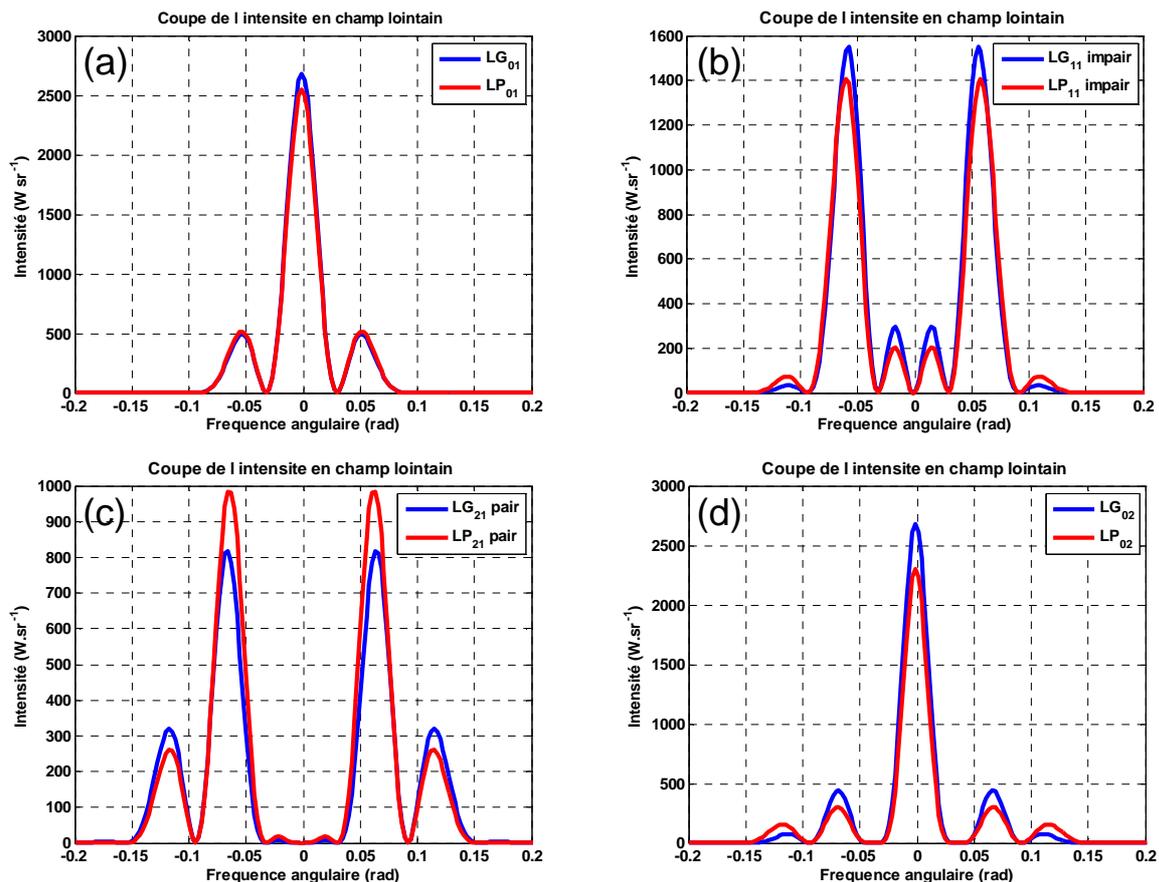


Figure V. 5 : Comparaison des champs lointains obtenus par combinaison cohérente de 4 faisceaux issus de fibres quadrimodes n'émettant qu'un seul mode d'ordre supérieur: 4 modes 01 (a), 4 modes 11 (b), 4 modes 21 (c) et 4 modes 02 (d)

	Rapport de Strehl (%)	Rapport de Strehl modifié (%)	MEP (%) (r=0,03 rad)	BPF (%)	Taux de combinaison (%)
LP ₀₁	73,4	73,4	54	61,7	51,4
LG ₀₁	76,6	76,6	56	63,9	53,5
Erreur relative	4,3	4,3	3,7	3,5	4
LP ₁₁	0	40,6	4,6	10,1	27,8
LG ₁₁	0	44,4	6,6	13,7	29,3
Erreur relative	0	9	4,3	3,5	5,4
LP ₂₁	0	24,4	0,5	1,2	16,5
LG ₂₁	0	24,8	0,3	0,8	17
Erreur relative	0	1,6			3
LP ₀₂	50	50	32,2	33,3	32,6
LG ₀₂	59	59	35	35,5	30,3
Erreur relative	18	18	8,7	6,6	7

Tableau V. 1 : Tableau comparatif des critères d'efficacité obtenus pour la combinaison cohérente de 4 fibres ($a=10\mu\text{m}$) ne guidant chacune qu'un seul mode.

Comme pour le champ proche nous avons un bon accord entre les modes LP et le modèle utilisant les modes LG. Les positions des différents lobes constituant la figure d'interférence sont identiques. La valeur de l'intensité maximale donne une erreur relative légèrement plus importante. Toutefois, elle ne se répercute que peu sur les valeurs des critères d'efficacité de combinaison cohérente (cf. Chapitre II). En effet, mis à part le rapport de Strehl, les autres critères intègrent la puissance laser à l'intérieur d'une zone donnée et ne s'appuient pas sur la valeur en un seul point de la figure d'interférence. On obtient ainsi une erreur relative inférieure à 8%, quel que soit le mode considéré, à l'exception du rapport de Strehl relatif à la combinaison de modes LG₀₂ pour lesquels l'erreur relative est plus importante. Cependant, comme nous l'avons vu au Chapitre II et comme nous le verrons par la suite, le rapport de Strehl est un critère mal adapté pour juger de la combinaison cohérente de modes d'ordre supérieur. En effet, il utilise la valeur de l'intensité lumineuse sur l'axe de propagation et repose sur l'hypothèse implicite qui est que le maximum d'intensité lumineuse reste centré sur cet axe. (Nous avons déjà soulevé ce point au Chapitre II lors de l'étude de la déviation de faisceau). C'est pourquoi nous avons également utilisé un rapport de Strehl modifié qui prend en compte le point d'intensité maximale de la figure d'interférence afin de suivre les déplacements du maximum. Il correspond par exemple à l'un des deux pics principaux de la combinaison de modes LP₁₁.

L'approximation des modes LP par des modes LG nous permet de modéliser la combinaison cohérente de faisceaux multimodes dans des temps de calculs raisonnables et avec une bonne précision relative. De plus, cela nous permet de prendre en compte, entre autres, les systèmes de collimation et de pouvoir visualiser les profils transverses pas à pas au fil de la propagation. L'erreur induite par cette approximation est d'autant moins sensible que nous nous limitons essentiellement à comparer des configurations plutôt qu'à évaluer des critères d'efficacité dans l'absolu.

1.2.3 Retour sur la définition de la pupille de référence

La qualité de la combinaison est jugée par l'intermédiaire des quatre principaux critères que nous avons définis : rapport de Strehl, BPF, taux de combinaison et MEP (Chapitre II). Le calcul des deux premiers nécessite de déterminer une pupille de référence. Nous avons jusqu'à présent choisi une pupille de référence qui soit tangente au rayon à $1/e^2$ des faisceaux lasers bordant la matrice de

faisceaux à combiner (cf. Chapitre II). Mais comment calculer le waist d'un faisceau non monomode ? Il s'agit d'une question non triviale et sujette à controverse [10]. On pourrait évidemment prendre le rayon à $1/e^2$ des faisceaux et ainsi déterminer la pupille de référence de la même manière que pour des faisceaux monomodes. A titre d'exemple, nous calculons le rayon à $1/e^2$ d'un faisceau composé du mode LP_{01} et du mode LP_{02} . En fonction de la proportion de mode LP_{02} , le faisceau s'affine. Nous représentons les rayons minimum et maximum correspondant respectivement à 50% de LP_{02} et à 100% de LP_{01} (Figure V. 6).

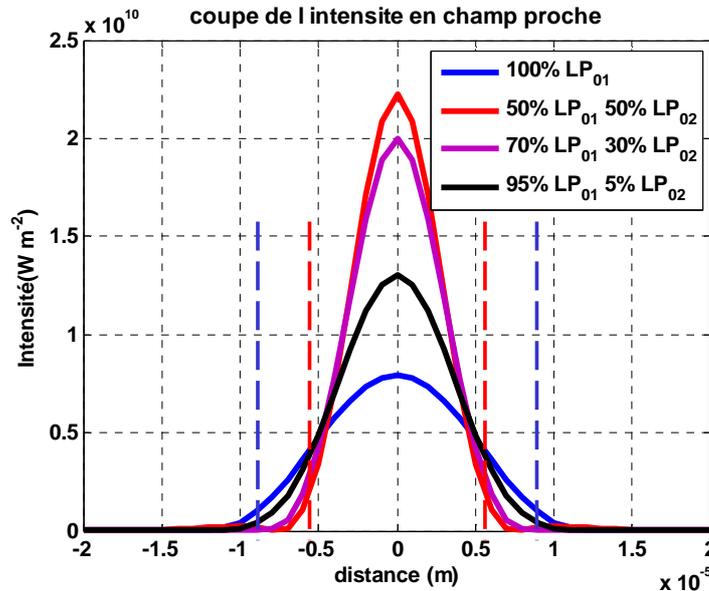


Figure V. 6 : Champ proche selon différentes composition de LP_{01} et de LP_{02} . Les rayons à $1/e^2$ minimum et maximum sont présentés en pointillés

Ainsi, le rayon du faisceau, et par conséquent la pupille de référence, change en fonction de la composition modale. Se pose alors la question suivante : peut-on adapter la taille de la pupille de référence en fonction de la composition modale ?

Dans ce cas, la référence ne serait pas fixe. Or, le rapport de Strehl et le BPF dépendent grandement de cette pupille. On ne souhaite pas avoir des variations de leurs valeurs uniquement à cause de la variation de la pupille de référence. Il y a donc ambiguïté sur le calcul du rapport de Strehl et du BPF qui se réfèrent à cette pupille de référence. En revanche, il n'y a pas d'ambiguïté pour le MEP, puisqu'il prend comme référence la taille de la cible, ni pour le taux de combinaison. Il nous semble donc préférable de privilégier ces deux critères. Néanmoins, nous souhaitons tout de même pouvoir calculer le rapport de Strehl et le BPF, cela implique une définition précise de la pupille de référence. De plus, dans un système réel, la pupille de sortie est généralement déterminée par un élément optique limitant (les bords d'une lentille de collimation ou de focalisation par exemple). Elle est donc définie par les paramètres du système et ne varie pas en fonction de perturbations extérieures qui influent sur la composition modale des faisceaux en sortie de fibre. Nous devons donc garder une pupille fixe si les paramètres du système sont fixes, c'est-à-dire pour la simulation même rayon de cœur, même disposition géométrique et même collimation.

Nous définissons la pupille de référence comme suit : quels que soit la composition modale et le déphasage modal, on conserve la taille de la pupille que l'on aurait si la fibre ne véhiculait que le mode fondamental (waist du mode fondamental). La définition donnée au Chapitre II reste donc valable. Il est important de noter que nous ne pouvons pas approcher les faisceaux aussi près que si on n'était strictement monomode car dans le cas de mode d'ordre supérieur, les faisceaux peuvent avoir des

dimensions plus importantes. On veillera à ne pas superposer les faisceaux, et ce quelle que soit la composition modale choisie, quitte à devoir réduire le taux de remplissage.

Nous allons à présent étudier la combinaison de modes « purs », c'est-à-dire quelle est la figure d'interférence issue de la combinaison de chacun des modes d'ordre supérieur pris séparément.

1.3 ETUDE DE LA COMBINAISON DE MODES D'ORDRES SUPERIEURS (PURS)

Nous souhaitons étudier comment se combine chacun des modes d'ordre supérieur. On rappelle que nous nous plaçons dans l'approximation des modes LG afin de pouvoir tenir compte des optiques de collimation sur le trajet des faisceaux.

L'objectif est de classer les modes en fonction de leur apport à la combinaison. Pour cela, nous différencions les modes dont l'indice azimutal est supérieur à 0 (LG_{lm} ($l \neq 0$)) et les modes à symétrie de révolution pour lesquels $l=0$. Le mode fondamental fait partie de cette dernière famille.

1.3.1 Modes LG_{lm} ($l \neq 0$)

Nous procédons à la combinaison de quatre faisceaux LG_{11} puis de quatre LG_{21} (Figure V. 7). Les valeurs des principaux critères sont données au Tableau V. 2.

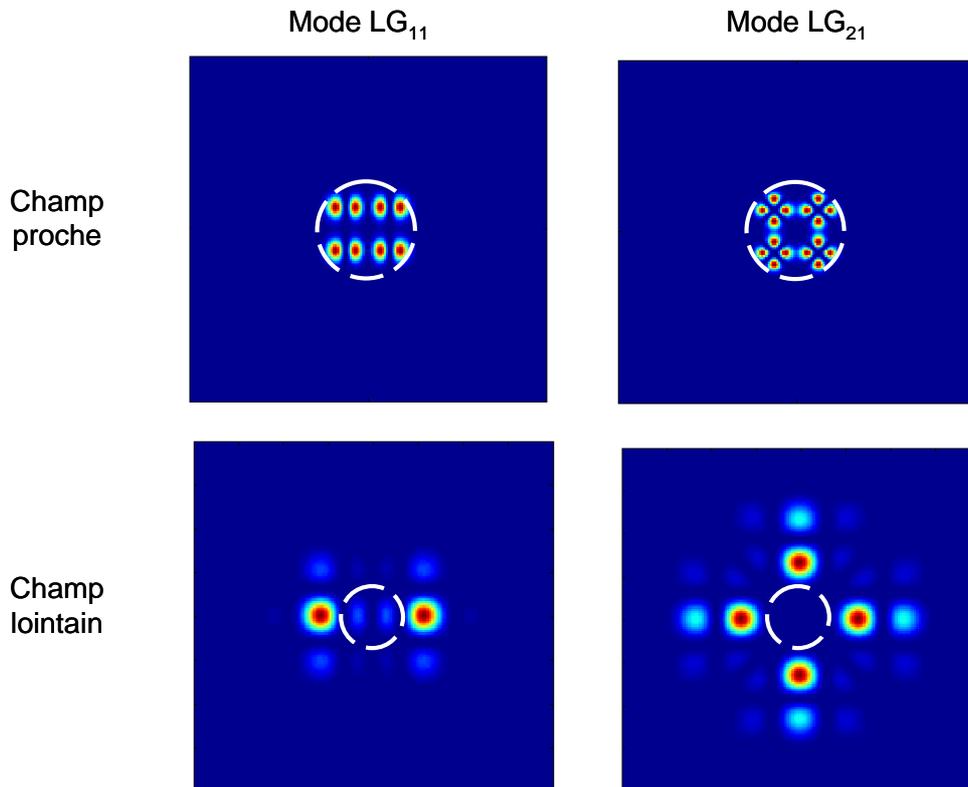


Figure V. 7 : Champs proches et champs lointains de la combinaison de 4 modes LG_{11} et de 4 modes LG_{21} . En pointillés la pupille de référence en champ proche et la taille de la cible pour le calcul du MEP en champ lointain

	Rapport de Strehl (%)	Rapport de Strehl modifié (%)	MEP (%)	BPF (%)	Taux de combinaison (%)
LG_{11}	0	44,4	6,6	13,7	29,3
LG_{21}	0	24,8	<1%	<1%	17

Tableau V. 2 : Principaux critères de qualité pour la combinaison de 4 modes LG_{11} et de 4 modes LG_{21}

Les figures d'interférence en champ lointain sont dépourvues de lobe central. En effet, ces deux modes possèdent un « trou » d'intensité au centre. Le champ lointain étant la convolution du champ proche par la matrice de disposition géométrique, l'enveloppe de la figure d'interférence prend la forme du faisceau élémentaire. Il en résulte une absence d'intensité au centre. C'est la raison de la valeur nulle du rapport de Strehl qui ne regarde que l'intensité au point (0,0). Les lobes d'interférence se situent dans l'enveloppe mais excentrés. Cette absence de lobe central conduit également à des valeurs faibles de BPF et de MEP.

On obtient plusieurs lobes principaux, d'intensité maximale équivalent (2 lobes pour le LG_{11} et 4 pour le LG_{21}). Le taux de combinaison donne la fraction de la puissance contenue dans un seul de ces lobes. Tout comme le rapport de Strehl modifié qui ne concerne que l'intensité maximale d'un seul de ces lobes.

Les modes dont l'indice azimutal est différent de zéro ne participent donc pas au centre de la figure d'interférence. Ils empêchent la formation d'un lobe central et conduisent à des critères de qualité de combinaison faibles. Ce ne sont donc pas de bons candidats pour la combinaison cohérente. En revanche, leur présence est parfois inévitable et va dégrader la qualité de la combinaison.

1.3.2 Modes à symétrie de révolution LG_m ($l=0$)

La deuxième famille de mode est composée des modes dont l'indice azimutal est égal à 0. Ce sont des modes à symétrie de révolution comportant un lobe central et $m-1$ couronnes. Ils présentent l'avantage de bénéficier d'un lobe central. Au contraire des modes précédemment étudiés ceux-ci vont participer au centre de la figure d'interférence. Il semble donc intéressant de les étudier en vue de les combiner de manière cohérente.

Ces modes ont d'autant plus d'intérêt que Ramachandran et ses collaborateurs d'OFS Labs ont développé des réseaux de Bragg photo-inscrits à longues périodes pour effectuer la conversion du mode fondamental vers un mode LP_{0m} (m entier >1) [11]. Ainsi, ce mode se propage de manière privilégiée dans la fibre. Un réseau de Bragg permet en extrémité de fibre de faire la conversion inverse afin d'avoir un faisceau de sortie monomode. L'aire effective accrue du mode propagé permet de repousser le seuil d'apparition de la diffusion Brillouin stimulée. La majorité des résultats ont été obtenus sur des fibres passives mais l'efficacité de ces fibres en tant que milieu à gain semble être prometteuse [12]. Ce peut être ainsi une bonne approche pour combiner des faisceaux de forte puissance.

Afin de juger de l'efficacité de ces modes, nous effectuons la combinaison de quatre fibres propageant chacune le même mode. Pour m compris entre 1 et 4, les fibres ont des rayons de cœur égal à 4, 10, 15 et 22 μm . La première question qui se pose est : comment disposer les fibres pour que la comparaison se fasse sur des critères équitables ? On pourrait conserver la distance entre les fibres. Cependant cela obligerait à avoir des faisceaux très espacés pour pouvoir contenir l'ensemble des couronnes des modes les plus élevés. Le taux de remplissage de la pupille du mode fondamental serait alors faible car les faisceaux bien trop écartés. Cela n'est donc pas une bonne solution. Nous préférons garder un taux de remplissage sensiblement constant. La dernière couronne est alors quasiment jointive de la couronne du faisceau mitoyen.

La Figure V. 8 présente les champs proches et champs lointains. Les valeurs des critères de qualité sont quant à eux donnés dans le Tableau V. 3.

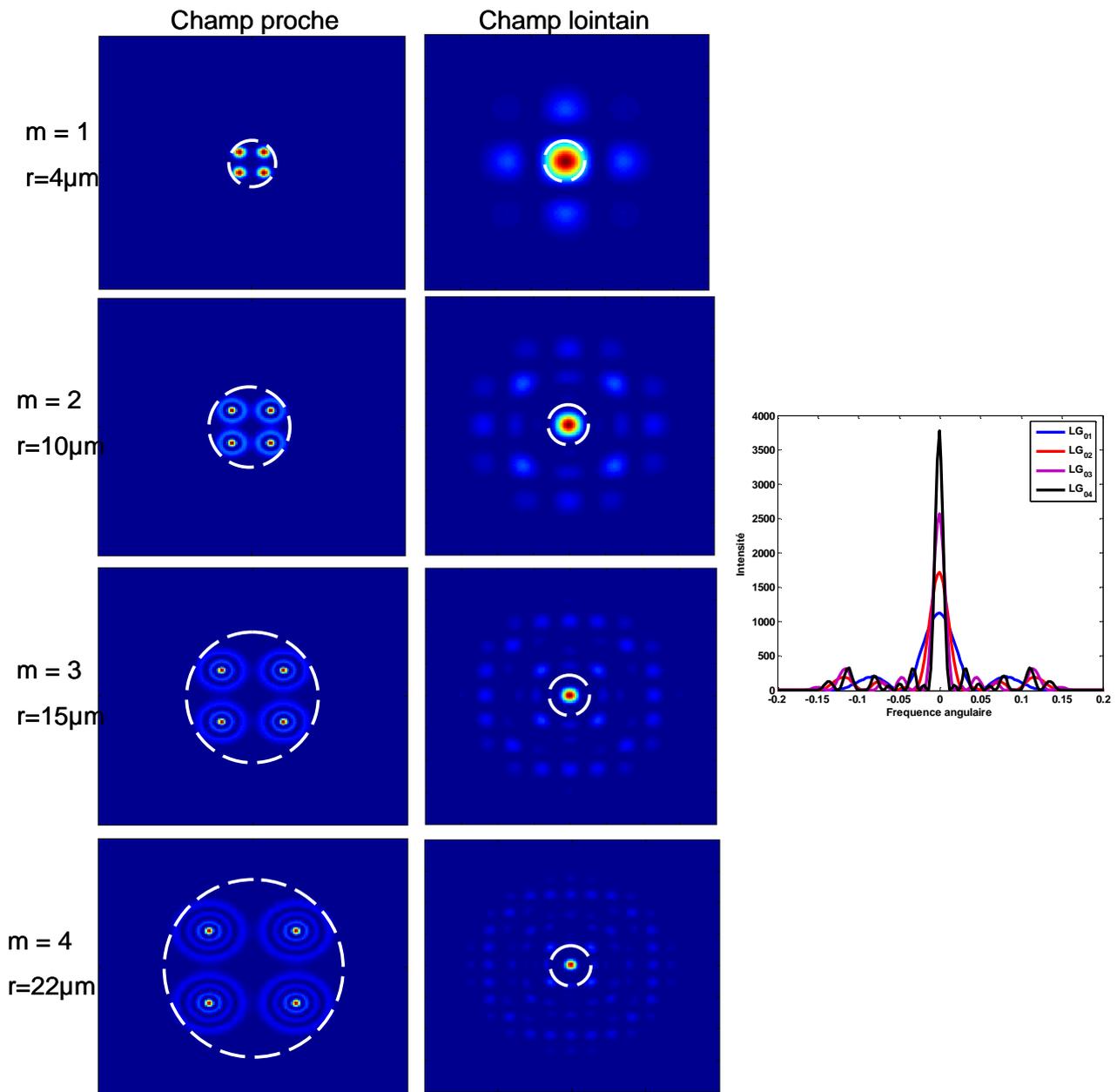


Figure V. 8 : Champs proches et champs lointains obtenus par combinaison de 4 LG_{01} , LG_{02} , LG_{03} et LG_{04} . Coupe des champs lointains.

	Rapport de Strehl (%)	MEP (%)	BPF (%)	Taux de combinaison (%)
LG_{01}	76	46	65	54
LG_{02}	49	32	33	30
LG_{03}	32	20	20	18
LG_{04}	24	16	14	13

Tableau V. 3 : Valeurs des quatre principaux critères obtenus par combinaison de 4 modes $0m$

La figure d'interférence est bien composée d'un lobe central entouré de $m-1$ couronnes comprenant les lobes secondaires. On constate que, quand l'ordre du mode augmente, le lobe central s'affine. Dans le même temps, la fraction de puissance contenue dans les lobes secondaires augmente.

C'est pourquoi l'ensemble des critères diminue avec l'augmentation de l'ordre du mode. Le problème vient du fait qu'il est difficile de densifier la pupille à cause de la présence des couronnes successives. Même si le taux de remplissage reste relativement constant, la partie utile du signal, c'est-à-dire le lobe central, occupe une surface réduite par rapport à la taille de la pupille. On a donc une pupille utile peu densifiée. En revanche, la densité de puissance contenue dans le lobe central s'accroît avec l'augmentation de l'ordre du mode considéré. Cela est dû à la diminution de la taille du lobe principal. On gagne un facteur 3 entre la densité de puissance du lobe principal issu de la combinaison de 4 LG_{01} et celle de 4 LG_{04} .

Il est à noter que si on garde la même distance entre les fibres, on aurait des critères plus élevés pour le mode LG_{04} que pour le mode fondamental (Tableau V. 4). Le MEP fait cependant exception puisqu'alors on intègre non seulement le lobe principal mais les premiers lobes secondaires.

	Rapport de Strehl (%)	MEP (%)	BPF (%)	Taux de combinaison (%)
LG_{01}	11	18	15	5
LG_{04}	24	16	14	13

Tableau V. 4 : Critères de qualité obtenus par combinaison de 4 modes LG_{01} puis de 4 modes LG_{04} . La distance entre les fibres est alors conservée.

Ces modes sont intéressants car ils possèdent un lobe central, ils participent donc à la combinaison désirée. De plus, les travaux de Ramachandran permettent d'envisager d'utiliser des fibres véhiculant de manière privilégiée un mode de type LP_{0m} . Ces fibres ont de grandes aires effectives qui permettent de repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires. La mise en phase des différentes voies entre elles se résumant alors à compenser uniquement le déphasage comme ce que l'on fait lorsque l'on combine des fibres strictement monomodes. Cependant, la présence des couronnes et la faible densification de la pupille de sortie ont pour conséquence de ne combiner que peu de lumière dans le lobe central. Le rendement de tels systèmes serait alors réduit mais à contrebalancer avec l'augmentation de la densité de puissance dans le lobe central. D'autre part, il faut également faire la part entre rendement et augmentation relative de la puissance pouvant être émise.

1.4 ETUDE DE L'INFLUENCE DU CARACTERE FAIBLEMENT MULTIMODE

Nous allons maintenant étudier les deux paramètres supplémentaires influant sur la qualité de la combinaison : la composition modale et le déphasage modal. Ils sont étudiés séparément l'un de l'autre pour des fibres guidant simultanément plusieurs modes. Ainsi, le champ en sortie est une combinaison de plusieurs modes.

1.4.1 Composition modale

Dans cette partie, nous étudions l'influence de la composition modale sur l'efficacité de la mise en phase. On fait l'hypothèse que les fibres sont en phase entre elles (pas de piston global) et qu'à l'intérieur d'une même fibre les modes sont également en phase entre eux (pas de déphasage modal).

Dans un premier temps, nous nous intéressons à la composition modale dans une fibre bimode ($r = 6 \mu\text{m}$). Pour cela, nous combinons quatre faisceaux collimatés disposés aux sommets d'un carré de 3,6 cm de côté. Nous augmentons progressivement la part du mode LG_{11} au détriment du mode fondamental. La Figure V. 9 présente l'évolution du champ lointain en fonction de la contribution en puissance de chacun des modes présents en sortie de fibre. On choisit un angle de 45° orientant le mode LG_{11} qui peut améliorer légèrement la densification vers le centre de la pupille. Au fur et à mesure que le mode fondamental perd de son importance, on constate une augmentation des lobes secondaires au

détriment du lobe principal qui perd peu à peu en puissance. On arrive à discriminer efficacement le lobe principal central des lobes secondaires jusqu'à 30% de LG_{11} . A partir de 70% de LG_{11} , les lobes latéraux deviennent plus importants que le lobe central jusqu'à la complète disparition de ce dernier. Le lobe principal, pris pour le calcul du taux de combinaison, n'est donc plus le lobe central mais un des lobes latéraux. Cela explique la stagnation du taux de combinaison alors que les autres critères d'efficacité continuent à baisser (Figure V. 10). La présence de LG_{11} a un fort impact sur l'efficacité de la combinaison : 10% de LG_{11} suffisent à faire baisser d'environ 10% la valeur des principaux critères de qualité.

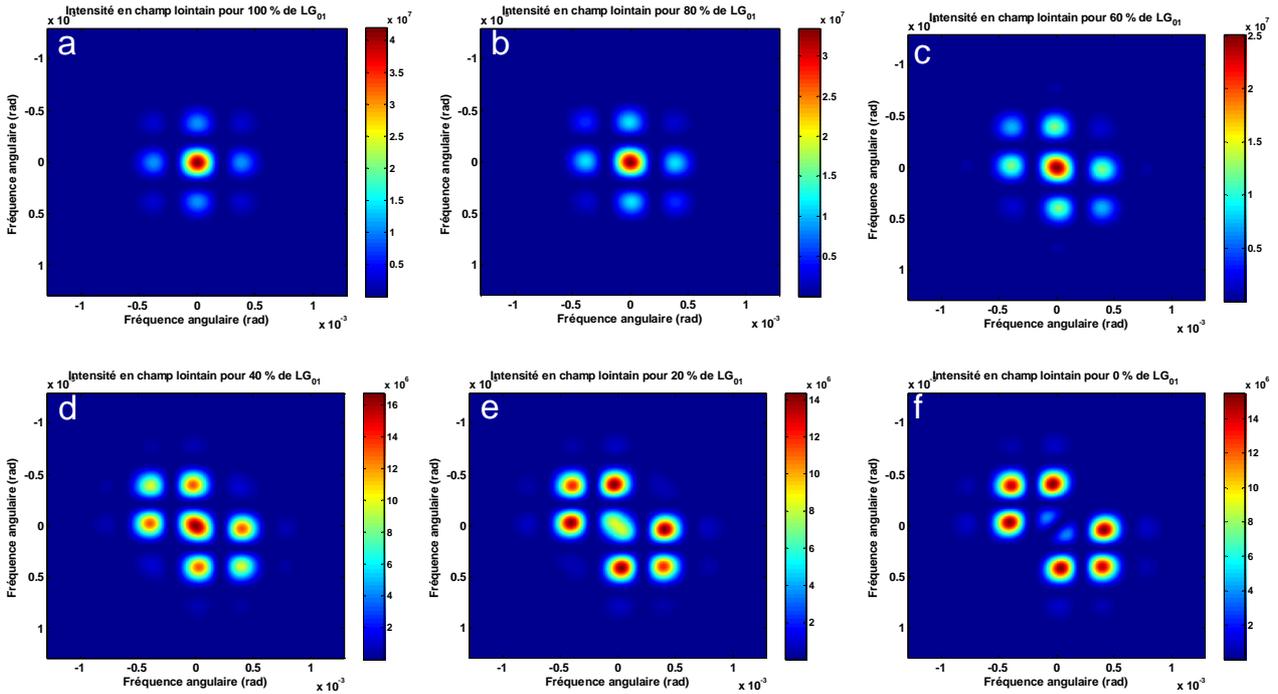


Figure V. 9 : Evolution de la figure d'interférence obtenue par combinaison de 4 faisceaux bimodes. La part du mode fondamental est de 100% (a), 80% (b), 60% (c), 40% (d), 20% (e) et 0% (f).

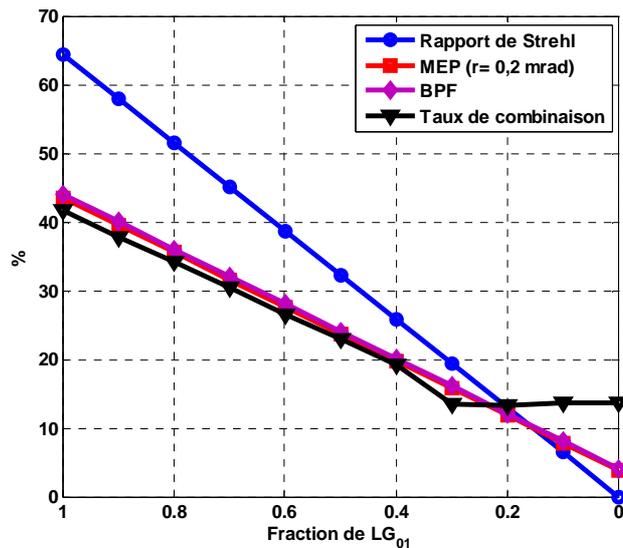


Figure V. 10 : Evolution des principaux critères de qualité, obtenus par combinaison de 4 faisceaux bimodes, en fonction de la fraction du mode fondamental.

On observe la même décroissance en présence de mode LG_{21} . De manière générale, la présence des modes, dont l'indice azimutal est non nul, va avoir un impact négatif sur la combinaison cohérente puisqu'ils ne participent pas au centre de la figure d'interférence.

Par ailleurs, ces modes, de par leur absence d'intensité au point central, ne vont pas participer à la valeur du point (0,0) et ne vont donc pas participer à la définition du rapport de Strehl. Sa valeur ne dépend uniquement de la proportion de puissance comprise dans les modes à symétrie de révolution ($l=0$) et de la pupille de référence. Ainsi pour une pupille identique et un même taux de remplissage, le rapport de Strehl est identique si la puissance contenue dans les modes LG_{lm} est identique et ce quelle que soit la répartition de puissance dans les autres modes. La Figure V. 11 présente les coupes, selon les deux axes principaux, de l'intensité en champ lointain obtenu par combinaison de quatre fibres. La pupille de référence ainsi que le taux de remplissage sont constants tout comme la puissance contenue dans le mode fondamental. Seule varie la répartition de puissance sur les modes LG_{11} et LG_{21} . Bien que les figures d'interférence soient différentes, avec notamment des lobes secondaires différents, l'intensité au point (0,0), et par conséquent, la valeur du rapport de Strehl sont identiques dans ses trois cas. Le rapport de Strehl ne permet pas de mesurer l'influence de ces modes. Ce critère est donc peu pertinent pour juger la qualité de la combinaison de fibres multimodes.

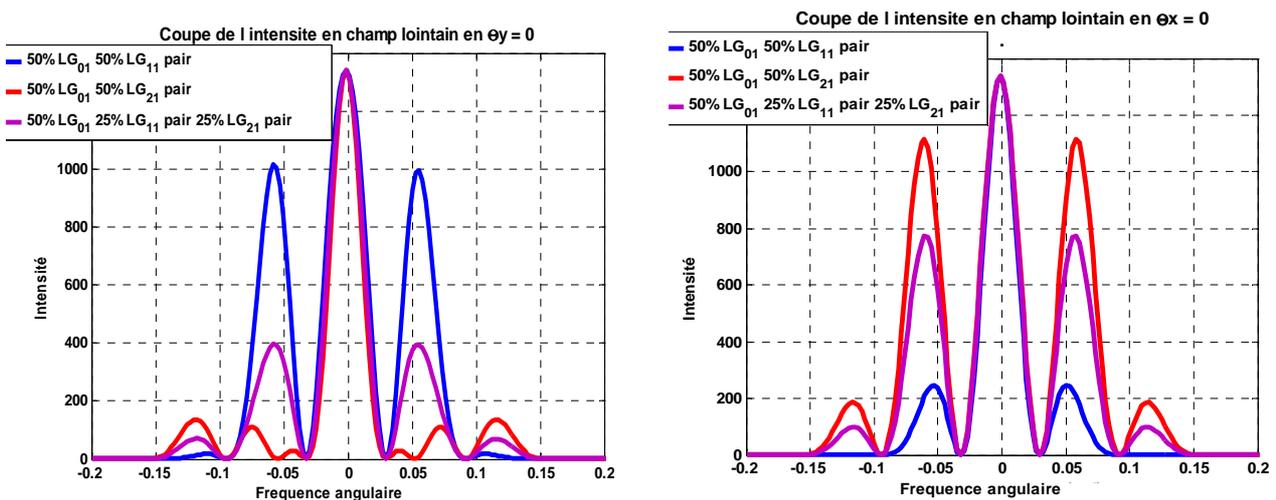


Figure V. 11 : Coupes de l'intensité en champ lointain en fonction de la composition modale. La proportion du mode fondamental reste constante et vaut 50% de la puissance

Etudions maintenant l'influence du mode LG_{02} sur la combinaison cohérente. Nous faisons pour l'instant l'hypothèse que seuls les modes LG_{01} et LG_{02} composent les faisceaux de sortie. La figure d'interférences (Figure V. 12) ainsi que les principaux critères de qualité (Figure V. 13) montrent une évolution différente. Lorsque la puissance est répartie équitablement entre le mode fondamental et le mode LG_{02} , les lobes secondaires atteignent un minimum ce qui se traduit par un maximum des différents critères de qualité. En effet, pour cette composition modale, le faisceau en champ proche est affiné, il atteint un pic d'intensité sans qu'apparaisse encore la couronne secondaire, ce qui explique la maximisation des critères. Il est tout de même important de noter qu'il n'est pas facilement réalisable d'obtenir cette composition modale de manière expérimentale sans exciter simultanément les autres modes d'ordre supérieur. De plus, comme nous le verrons au paragraphe 1.4.2, le déphasage modal entre ces deux modes aura un rôle critique.

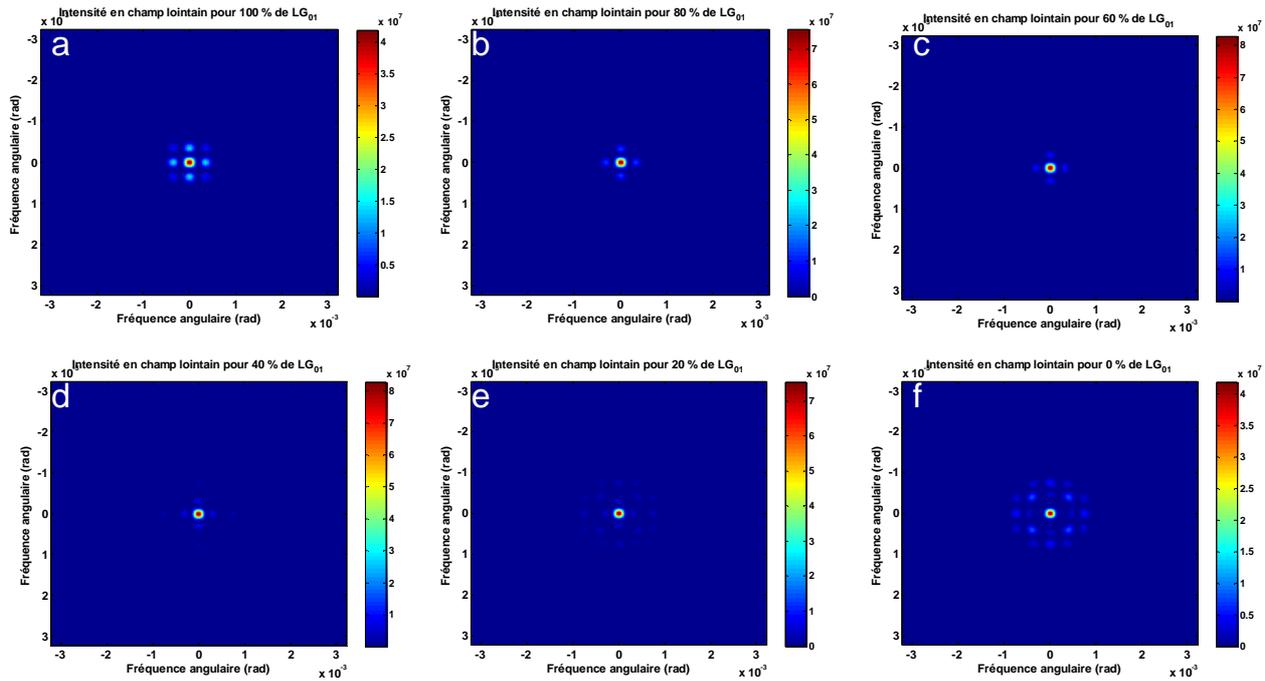


Figure V. 12 : Evolution de la figure d’interférence obtenue par combinaison de 4 faisceaux constitués des seuls modes LG_{01} et LG_{02} . La part du mode fondamental est de 100% (a), 80% (b), 60% (c), 40% (d), 20% (e) et 0% (f).

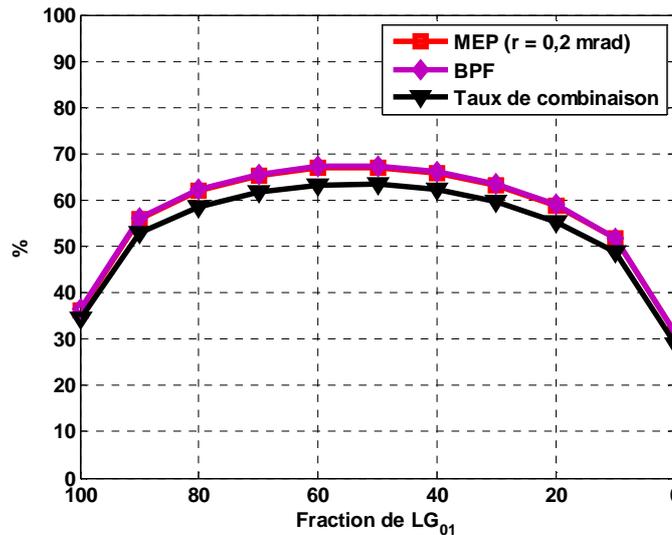


Figure V. 13 : Evolution des principaux critères de qualité en fonction de la fraction du mode fondamental. Combinaison de 4 faisceaux composés des modes LG_{01} et LG_{02}

Nous nous intéressons à présent au cas plus réel de fibres véhiculant l’ensemble des modes. Pour cela, nous faisons l’hypothèse que la distribution de puissance contenue dans les différents modes est proportionnelle à l’intégrale de recouvrement entre le profil transverse du faisceau monomode incident (issu de l’injecteur) et le profil du mode spatial considéré.

Les coefficients α_{lm} sont alors proportionnels à la valeur de ces intégrales et satisfont la condition : $\sum_{l,m} \alpha_{lm} = 1$. Nous regardons trois compositions modales différentes : mode fondamental

seul, combinaison de LG_{01} et LG_{11} , combinaison des quatre premiers modes guidés (LG_{01} , LG_{11} , LG_{21} , LG_{02}). Le Tableau V. 5 présente la proportion de chacun des modes pour les trois composition étudiées

ainsi que les valeurs des critères de qualité de la combinaison. Les champs proches et lointains sont quant à eux donnés en Figure V. 14.

	Composition modale (%)				Critères de qualité (%)			
	LG ₀₁	LG ₁₁	LG ₂₁	LG ₀₂	Rapport de Strehl	MEP (r = 0,2 mrad)	BPF	Taux de combinaison
(a)	100				61	39	39	37
(b)	67	33			41	27	27	25
(c)	49	24	8	19	75	47	47	45

Tableau V. 5 : Composition modale et valeurs des principaux critères obtenus par combinaison de quatre faisceaux

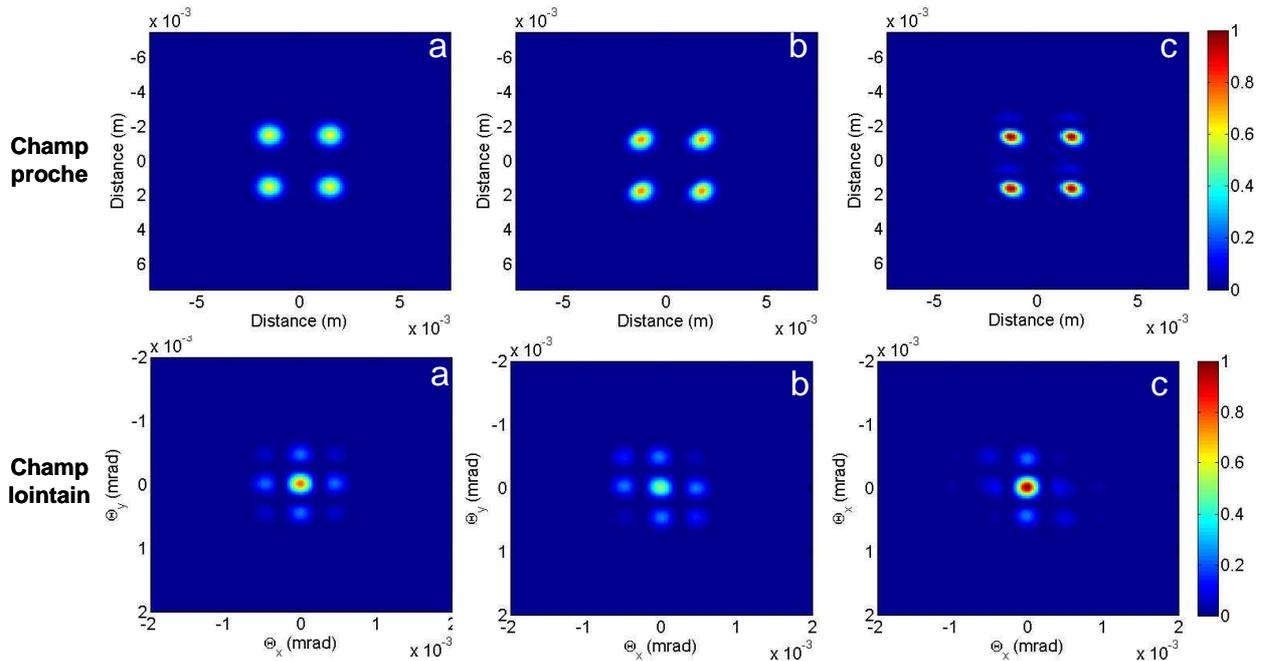


Figure V. 14 : Champs proches et champs lointains obtenus pour différente composition modale. L'intensité est normalisée.

La composition (b) donne les plus mauvais résultats quel que soit le critère considéré. En effet, comme nous l'avons déjà souligné auparavant, cela est du à la non participation du mode LG₁₁ au centre de la figure d'interférence. Il n'a pour conséquence qu'une dégradation de la qualité de la combinaison cohérente. Il en est de même avec le mode LG₂₁. En revanche, la composition (c) présente les meilleurs résultats avec un lobe central bien défini et plus puissant et ce même par rapport au cas complètement monomode. Le taux de combinaison passe de 37% à 45% et pour une même taille de cible, le MEP passe de 39% à 47%. La présence du mode LG₀₂ est un avantage. Toutefois, il est important de se rappeler que nous avons fait pour l'instant des hypothèses réductrices en considérant les répartitions de puissance fixes et en ne prenant pas en compte le déphasage modal, ce qui n'est pas forcément le cas expérimentalement. C'est pourquoi la partie suivante est consacrée à son étude.

1.4.2 Déphasage modal

Pour étudier l'influence du déphasage modal, nous reprenons le dernier exemple présenté. La composition modale des faisceaux en sortie de fibre est de 49% LG₀₁, 24% LG₁₁, 8% LG₂₁ et 19% LG₀₂. Les modes interfèrent de manière constructive dans la simulation (c) tandis que le mode LG₀₂ est en opposition de phase pour la simulation (d). La Figure V. 15 présente les champs proches et lointains

obtenus pour ces deux configurations tandis que le Tableau V. 6 présente les valeurs des critères qualité. Ainsi, l'opposition de phase entre les modes LG_{01} et LG_{02} conduit à une dégradation très nette de la combinaison. Il n'y a plus de lobe central, la puissance est étalée dans une couronne secondaire, ce qui explique la diminution très importante de tous les critères.

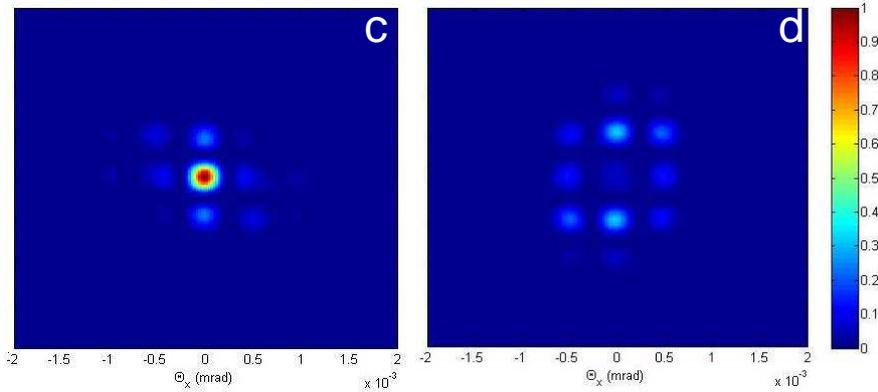


Figure V. 15 : Champs lointains pour la même composition modale. Le mode LG_{02} est soit en phase (c) soit en opposition de phase (d)

	Composition modale (%)				Critères de qualité (%)			
	LG_{01}	LG_{11}	LG_{21}	LG_{02}	Rapport de Strehl	MEP ($r = 0,2 \text{ mard}$)	BPF	Taux de combinaison
(c) $\varphi_{02} = 0$	49	24	8	19	75	47	47	45
(d) $\varphi_{02} = \pi$	49	24	8	19	<1	4	4.5	4.5

Tableau V. 6 : Composition modale et valeurs des principaux critères lorsque le mode LG_{02} est en phase (c) ou en opposition de phase (d)

Plaçons-nous maintenant dans une fibre dont le faisceau de sortie est composé pour moitié de mode fondamental et pour l'autre de mode LG_{02} . Il s'agit du ratio optimal de composition de ces deux modes (cf. 1.4.1). Faisons varier le déphasage entre ces deux modes. Les figures d'interférences et les critères de qualités sont donnés en Figure V. 16 et en Figure V. 17. Plus le déphasage modal est important plus on observe une baisse de l'efficacité de combinaison avec une diminution de la puissance contenue au centre de la figure. On peut même observer un trou d'intensité lorsque les deux modes sont en opposition de phase. Un déphasage compris entre $\pi/6$ et $\pi/5$ est suffisant pour induire une baisse de 10% des principaux critères d'efficacité.

Le mode LG_{02} , et de manière plus générale, tous les modes, dont l'indice azimutal est égal à 0, influent de manière conséquente sur la combinaison des faisceaux. Il est positif si l'on s'assure une composition modale fixe et des modes en phase mais il peut s'avérer également négatif si le déphasage modal n'est pas bien contrôlé.

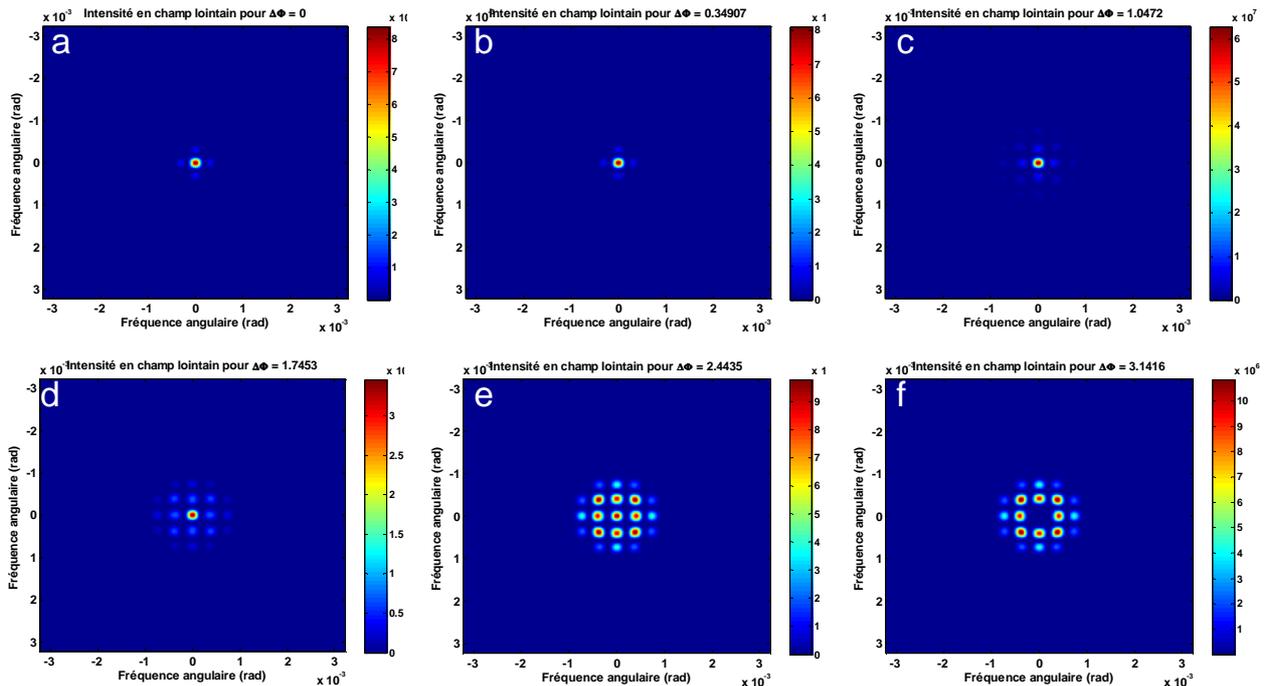


Figure V. 16 : Figures d’interférence de la combinaison de quatre faisceaux composés uniquement des modes LG_{01} et LG_{02} . Le déphasage modal est de 0 (a), $2\pi/10$ (b), $4\pi/10$ (c), $6\pi/10$ (d), $8\pi/10$ (e) et π (f)

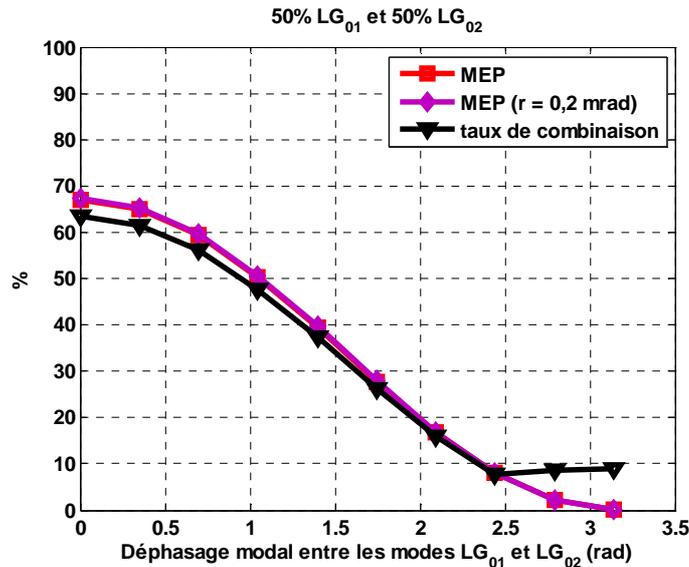


Figure V. 17 : Evolution des critères de qualité en fonction du déphasage entre le LG_{01} et le LG_{02}

Bien que de moindre importance, le déphasage modal des modes de type LG_{11} ($l \neq 0$) peut tout de même influencer sur la qualité de la combinaison cohérente. Il va en particulier influencer la répartition de puissance contenue dans les lobes secondaires. Ainsi, s’il n’est pas maîtrisé, la figure d’interférence va être instable particulièrement au niveau des lobes secondaires. On doit contrôler le déphasage à $\pi/5$ pour que la figure d’interférence n’évolue pas trop.

De plus, le déphasage modal peut servir à optimiser la figure d’interférence (Figure V. 18). Les fibres sont placées aux sommets d’un carré et seul le déphasage modal des fibres de la partie droite varie. L’optimum est obtenu quand les deux modes de ces fibres se retrouvent en opposition de phase.

Le champ proche est alors resserré vers son centre ce qui améliore la figure d'interférence. Il faut cependant noter que c'est un critère quelque peu subjectif puisque l'on note une augmentation de 10% de l'ensemble des critères de qualité (sauf le rapport de Strehl qui reste invariant).

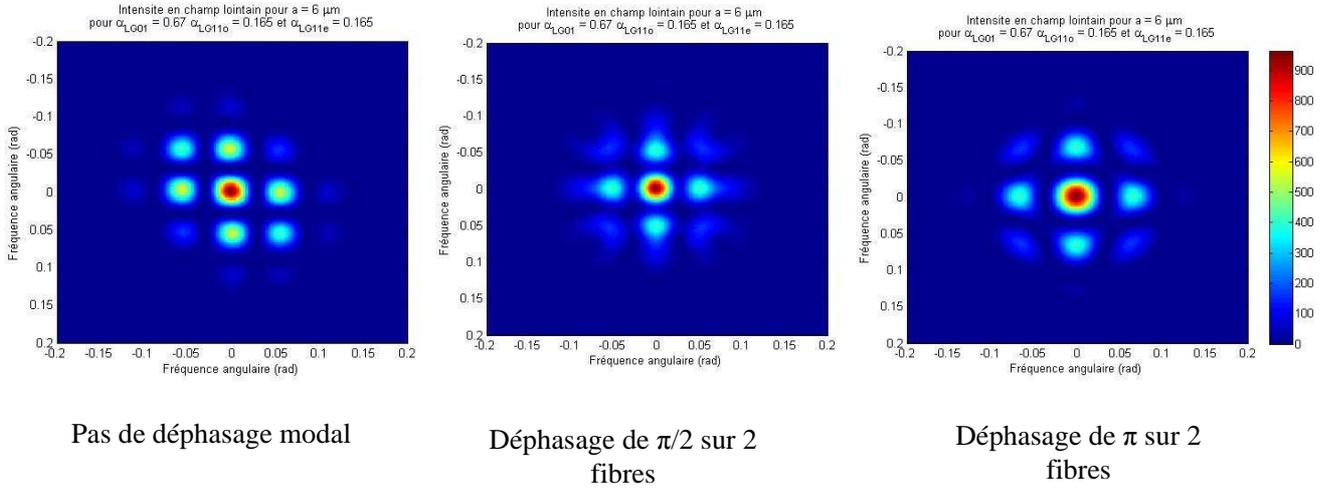


Figure V. 18 : Optimisation de la figure d'interférence en fonction du déphasage modal entre le mode fondamental et le mode LG_{11} .

En conclusion, la tenue des caractéristiques de composition modale et de déphasage modal est déterminant pour maintenir une efficacité de combinaison : 10% de variation sur la composition d'un seul mode suffit à impacter les critères de combinaison tout comme une variation de $\pi/5$ du déphasage modal.

2 COMBINAISON DE FIBRES PASSIVES FAIBLEMENT MULTIMODES

Nous réalisons à présent la combinaison cohérente de deux fibres : l'une étant monomode et l'autre faiblement multimode. Nous avons opté pour des fibres passives afin de ne pas être perturbé par le gain et les systèmes de refroidissement. Nous pouvons ainsi nous concentrer sur l'impact du caractère faiblement multimode, composition modale et déphasage modal, sur l'efficacité de la combinaison cohérente.

2.1 MONTAGE EXPERIMENTAL

Nous procédons à la combinaison cohérente de fibres passives : l'une est monomode et l'autre faiblement multimode (Figure V. 19). La fibre multimode est une fibre à maintien de polarisation commercialisée par la société Nufern. Son diamètre de cœur est de $25 \mu\text{m}$ et son ouverture numérique est de 0,1 (Nufern PLMA-GDF-25/300-10FA). Sa fréquence normalisée vaut environ 5 ce qui permet jusqu'à la propagation des quatre premiers modes LP (LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} , LP_{02}).

Un oscillateur maître est divisé en deux voies par l'intermédiaire d'un coupleur 50 : 50. La voie multimode sert de voie de référence, elle n'est donc pas modulée. La voie monomode est modulée à la fréquence $\omega_1 = 35 \text{ kHz}$, via un modulateur électro-optique, qui sert également à appliquer la commande de mise en phase. Nous avons préféré cette solution, plutôt que d'avoir une référence monomode et la voie multimode modulée afin de ne pas perturber le faisceau multimode par la sur-modulation. Ainsi, il est possible d'étudier l'influence du caractère faiblement multimode sans que celui-ci ne soit perturbé par d'autres éléments du dispositif expérimental. En revanche, dans un système opérationnel, le choix inverse serait sans doute préférable. En effet, il vaut mieux avoir une fibre centrale monomode servant

de référence. Ainsi on minimise la distance entre la référence et l'ensemble des autres voies. D'autre part le faisceau de référence n'est alors pas perturbé par les variations de composition modale et de déphasage modal.

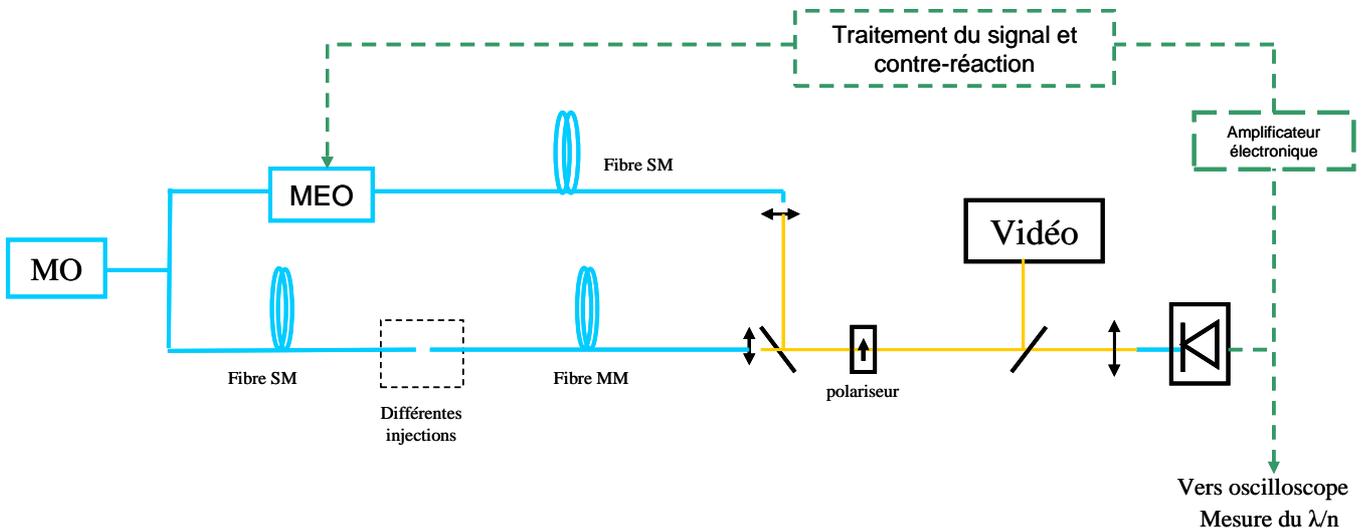


Figure V. 19 : Dispositif expérimental de combinaison cohérente de deux fibres passives dont une est faiblement multimode (MO : oscillateur maître, MEO : modulateur électro-optique, SM : monomode, MM : multimode)

Chaque voie est ensuite collimatée. Il faut noter que la superposition des faisceaux se fait de manière différente par rapport aux expériences effectuées précédemment avec des fibres monomodes (cf. Chapitre III et IV). En effet, on ne dispose pas d'un collimateur fibré compatible avec la fibre multimode. La collimation se fait donc en espace libre et occupe plus de place. Il en résulte une pupille trop peu densifiée et un interfrange trop petit, pouvant même être inférieur à la taille d'un pixel de la caméra. Ces franges ne sont donc pas visibles. C'est pourquoi, nous avons opté pour une solution qui améliore le taux de remplissage en superposant les deux faisceaux sur une lame partiellement réfléchissante. Il faut également noter que bien que tous les éléments soient à maintien de polarisation, nous introduisons un polariseur sur le trajet des faisceaux en espace libre. Son rôle est de supprimer la polarisation croisée qui pourrait être présente à cause de défaut d'alignement des axes de polarisation des deux voies.

Le faisceau combiné est ensuite focalisé et collecté par une fibre en amont du détecteur. On prélève moins de la moitié d'une frange d'interférence pour pouvoir, comme précédemment, supposer que le signal détecté est quasiment invariant dans l'espace. Le signal est séparé en deux voies : une pour la mesure de l'erreur de phase résiduelle, l'autre pour la boucle d'asservissement présentée au Chapitre III.

Afin de pouvoir étudier l'influence de la composition modale, nous souhaitons changer les conditions d'injection lors des expériences de mise en phase. Pour cela, nous avons tout d'abord utilisé une soudeuse comme dispositif d'alignement. Nous pouvons ainsi obtenir aisément différentes conditions et par conséquent différentes composition modales en sortie de la fibre multimode. Néanmoins, la soudeuse n'est pas conçue pour faire de l'alignement de précision et plus particulièrement le maintenir sur un laps de temps long. C'est pourquoi on constate des désalignements qui perturbent la qualité de la combinaison. En effet, le signal reçu fluctue et on ne peut pas différencier la cause : est-elle due à une mauvaise mise en phase ou est-elle due au désalignement de la soudeuse ? De plus, la soudeuse est équipée d'un moteur nécessaire à l'orientation des axes de polarisation des

fibres. Celui-ci provoque de nombreuses vibrations et se répercute sur le spectre des fluctuations de phase (Figure V. 20). Ce dernier s'étend jusqu'à plusieurs kHz et n'est donc pas complètement corrigé par l'asservissement qui, on le rappelle, a une bande passante limitée de 3 kHz.

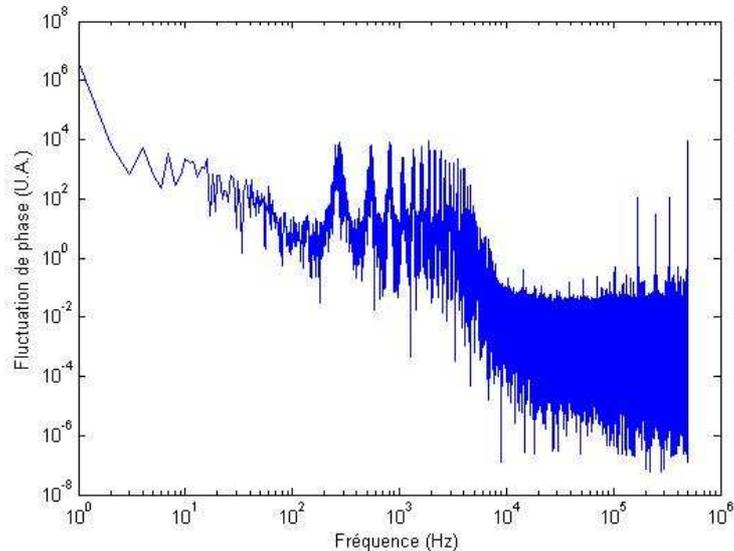


Figure V. 20 : Spectre des fluctuations de phase en présence de la soudeuse

Pour pallier ces difficultés, nous optons pour une configuration différente. Nous réalisons par soudure deux « kits » de composition modale. Chacun des « kits » est issu de la soudure d'une fibre monomode avec un tronçon de la fibre multimode. Nous veillons à ce que les conditions d'alignement des deux kits soient différents afin d'avoir des compositions modales différentes. Le « kit n°1 » correspond à une injection centrée, il est essentiellement monomode. Le « kit n°2 » est quant à lui obtenu en désalignant volontairement les axes des deux fibres afin d'exciter plus de modes d'ordre supérieur, tout en veillant cependant à ce que les axes de polarisation soient alignés le mieux possibles. Nous estimons la composition modale de chacun des « kits » à partir du champ proche et du code de simulation (Figure V. 21).

Ainsi, on estime :

- « Kit n°1 » : essentiellement monomode : $LP_{01} > 85\%$
- « Kit n°2 » : environ 30% de modes d'ordre supérieur, essentiellement du LP_{11} . Il est sensible aux perturbations extérieures.

Il est à noter que nous avons également réalisé un kit monomode pour juger de la qualité de notre système de combinaison et comparer les résultats obtenus avec la fibre faiblement multimode.

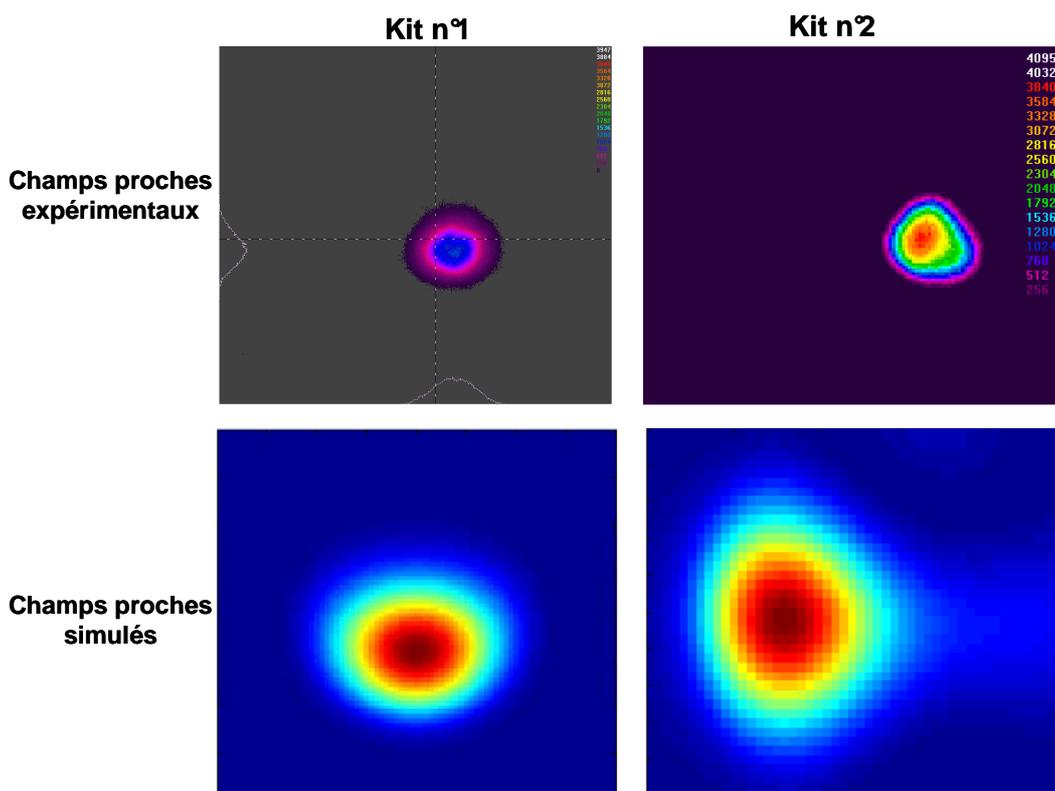


Figure V. 21 : Champs proches expérimentaux et simulés pour les "kits" n°1 et n°2

2.2 PRINCIPAUX RESULTATS

Nous réalisons la combinaison de deux voies passives dont la fibre de test est soit une fibre monomode, soit un des deux « kits » contenant la fibre LMA. Les figures d’interférence ainsi obtenues sont données en Figure V. 22.

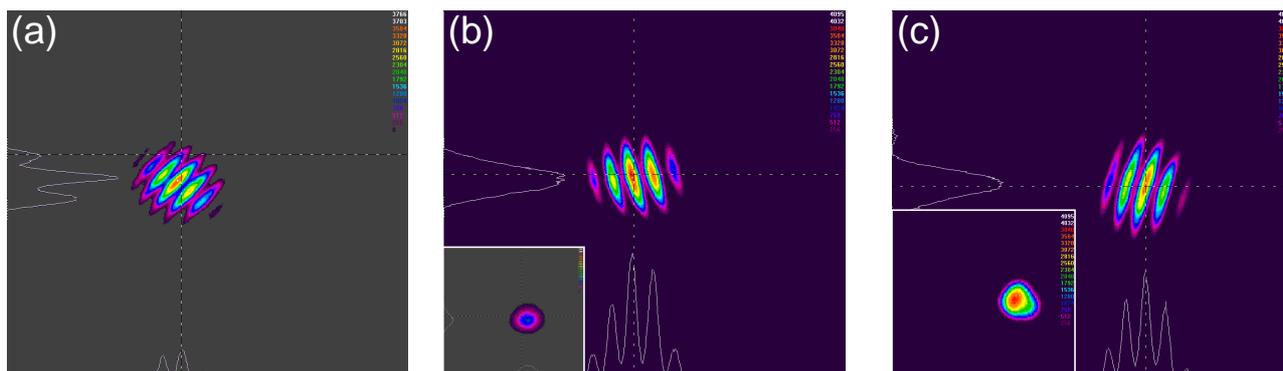


Figure V. 22 : Figures d’interférences obtenues par combinaison de deux voies passives. La fibre de test est : une fibre monomode (a), le « kit n°1 » (b) et le « kit n°2 » (c). Les faisceaux en champ proche issus de chacun des deux « kits » sont rappelés en insert.

Dans les trois cas, les faisceaux interfèrent de manière constructive lorsque la boucle d’asservissement est active. Les interférences sont stables en position et en intensité (cas (a) et (b)). En revanche, pour le « kit » moins bien injecté (cas (c)), c’est-à-dire celui contenant environ 30% de modes d’ordre supérieur, on observe une légère fluctuation de la position des franges d’interférence

(jitter non visible sur l'image (c) individuelle), ce qui laisse supposer une moindre efficacité de la combinaison cohérente. Pour le vérifier nous mesurons l'erreur de phase résiduelle à partir du signal reçu par le détecteur (Figure V. 23).

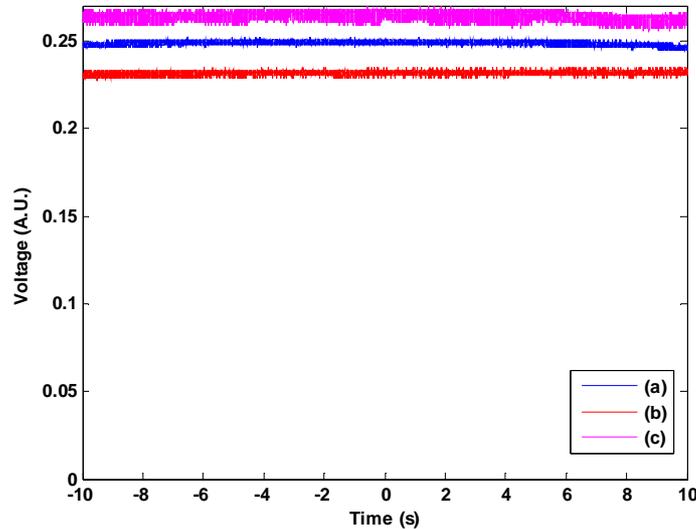


Figure V. 23 : Signaux issus du détecteur par combinaison de deux voies passives. La fibre de test est : une fibre monomode (a), le « kit n°1 » (b) et le « kit n°2 » (c).

Nous obtenons les résultats suivants :

- Cas tout monomode (a) : $\sim\lambda/50$
- Cas principalement monomode du « kit n°1 » (b) : $\sim\lambda/50$
- Cas désaligné du « kit n°2 » (c) : $\sim\lambda/40$, fluctuant dans le temps.

On remarque en effet que l'amplitude des fluctuations du signal du détecteur est équivalente pour les deux premiers cas. C'est pourquoi on obtient une erreur de phase résiduelle identique. Elle est limitée par la sensibilité du bruit électronique de la boucle d'asservissement. En revanche, le « kit n°2 » donne une valeur rms du signal plus importante ce qui a pour conséquence une augmentation de l'erreur de phase résiduelle et donc une diminution de l'efficacité de combinaison. La combinaison cohérente est assurée mais avec une efficacité réduite.

De plus, sa valeur fluctue légèrement dans le temps car le faisceau multimode de sortie est plus sensible aux perturbations extérieures. Cela est d'autant plus marqué que les perturbations extérieures sont importantes. Pour cela, nous avons volontairement perturbé le système en chauffant la fibre faiblement multimode. Alors que l'on ne constate aucune différence pour le cas tout monomode et le « kit n°1 », le faisceau combiné avec le « kit n°2 » est plus instable, même si la mise en phase est toujours réalisée. La valeur rms du signal est plus importante et fluctue dans le temps (Figure V. 24). L'erreur de phase résiduelle est donc augmentée et vaut en moyenne $\sim\lambda/23$.

Ainsi, avec 30% de modes d'ordre supérieur, la combinaison cohérente est assurée mais avec une efficacité réduite par rapport aux cas monomode et quasi-monomode.

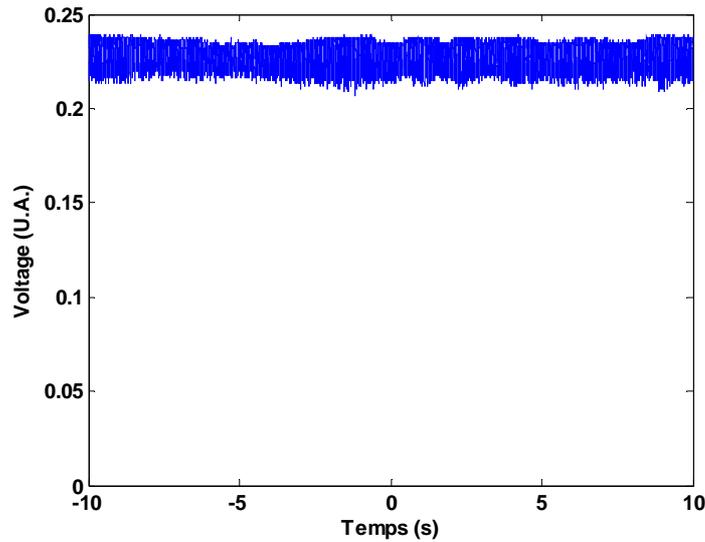


Figure V. 24 : Signal d'interférence reçu par le détecteur lors de perturbations thermiques du « kit n°2 »

Nous utilisons notre modèle pour interpréter les résultats que nous avons obtenus. Nous faisons l'hypothèse que nous n'avons qu'un seul mode d'ordre supérieur : le LP_{11} . Ainsi le « kit n°1 » contient 90% de LP_{01} et 10% de LP_{11} , tandis que le « kit n°2 » contient 70% de LP_{01} et 30% de LP_{11} . La présence du mode LP_{11} casse la symétrie de la figure d'interférence (Figure V. 25) ce que l'on peut également noter sur les images expérimentales (Figure V. 22).

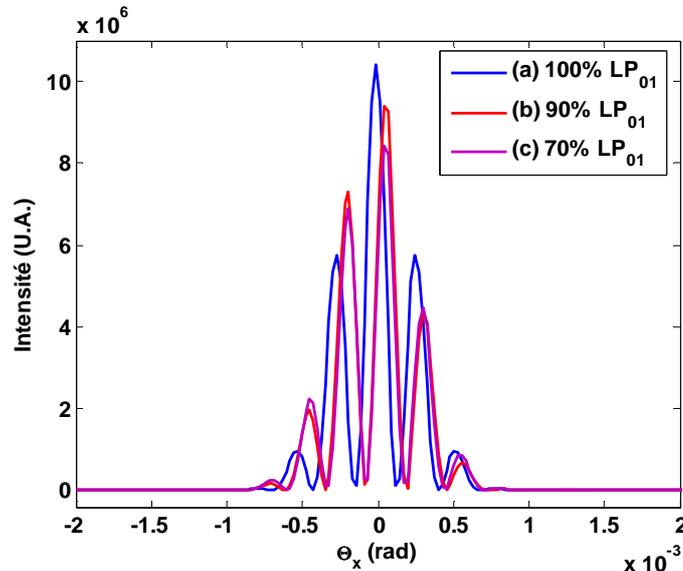


Figure V. 25 : Simulation de la coupe de la figure d'interférence en champ lointain pour les trois cas expérimentaux étudiés

L'intensité maximale du lobe central ne se trouve plus sur l'axe mais se décale dans l'enveloppe de la figure. Cela a pour conséquence une diminution du rapport de Strehl. Il passe de 28% dans le cas tout monomode à 12% pour le cas (c) contenant 30% de LP_{11} . La présence du LP_{11} a pour conséquence une diminution de l'ensemble des critères d'efficacité. A titre d'exemple, on représente le taux de combinaison en fonction de la fraction de LP_{11} contenue dans la fibre faiblement multimode (Figure V. 26). La présence de LP_{11} augmente les lobes secondaires, la fraction de puissance contenue dans le lobe central diminue donc de façon conséquente avec l'augmentation du pourcentage de LP_{11} . Il est à noter

que compte tenu qu'on ne combine que deux fibres dont une est monomode, la diminution du taux de combinaison est plus limitée que si on n'avait que des fibres faiblement multimode. Néanmoins, cela a un effet négatif sur la qualité de la combinaison cohérente.

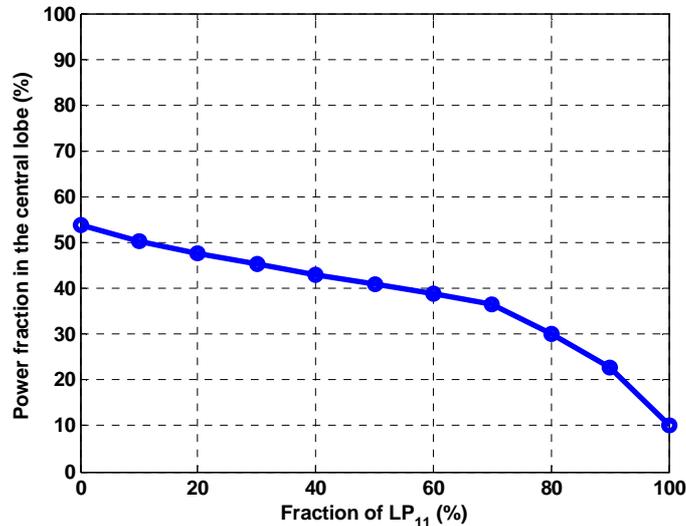


Figure V. 26 : Taux de combinaison en fonction de la fraction de LP₁₁ contenue dans la fibre multimode

Enfin, nous utilisons notre code pour expliquer le jitter sur la position de franges observées pour la configuration du « kit n°2 ». Pour cela nous induisons un déphasage entre le mode fondamental et le mode LP₁₁ dans la fibre multimode. On suppose qu'il n'y a pas de piston relatif entre les deux fibres. Le déphasage modal accroît le décalage par rapport au centre de la position du lobe principal, décalage pouvant atteindre jusqu'à environ 0,1 mrad (Figure V. 27). Ainsi, le déphasage modal affecte de manière négative la combinaison cohérente. Il peut ainsi expliquer le jitter observé. De plus, ce dernier est plus marqué lorsque la fibre est perturbée par chauffage, ce qui est concordant avec un faisceau de sortie plus fluctuant à cause d'un déphasage modal plus important.

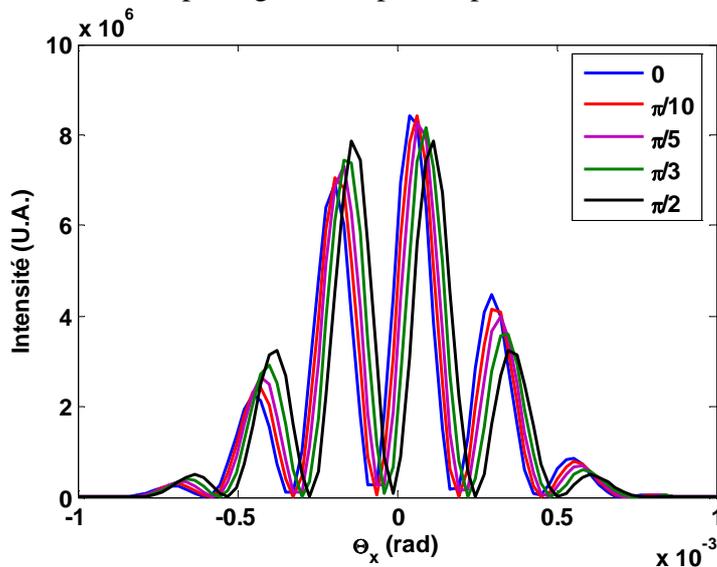


Figure V. 27 : Simulation de l'effet du déphasage modal sur la combinaison d'une fibre monomode et d'une fibre faiblement multimode contenant 70% de LP₀₁ et 30% de LP₁₁

CONCLUSION

L'adaptation de notre code numérique nous a permis de prendre en compte les modes d'ordre supérieur afin de pouvoir étudier leur influence sur la qualité de la combinaison cohérente. Il s'avère que deux paramètres supplémentaires peuvent grandement impacter les résultats obtenus. Il s'agit de la composition modale du faisceau en sortie de fibre ainsi que le déphasage modal. Ils apportent de nouvelles contraintes afin d'avoir une combinaison cohérente acceptable.

Les modes peuvent être classés en deux catégories en fonction de la valeur de leur indice azimutal. Les modes dont l'indice est supérieur à zéro ont une influence négative sur la combinaison puisqu'ils ne présentent pas d'intensité lumineuse en leur centre. Plus leur poids est important, plus la qualité de la combinaison se dégrade et la puissance est transférée du lobe central vers les lobes latéraux. Les modes dont l'indice azimutal est égal à zéro sont quant à eux des modes à symétrie de révolution présentant un pic d'intensité au centre. Ils sont donc favorables à la combinaison puisqu'ils accentuent le lobe central et donc la densité de puissance. Néanmoins, il est indispensable de veiller à ce que ces modes interfèrent de manière constructive avec le mode fondamental.

Ces deux paramètres supplémentaires compliquent la combinaison. Cependant, il faut également prendre en compte l'augmentation de la puissance relative à l'augmentation de la taille du cœur des fibres LMA et faire la balance entre perte d'efficacité relative et puissance totale combinée. Il serait intéressant d'étudier de manière détaillée ce dernier point.

Cette étude numérique a été complétée avec une étude expérimentale de combinaison de deux fibres passives dont une est faiblement multimode. En augmentant la proportion de modes d'ordre supérieur, spécialement celle du mode LP_{11} , la mise en phase est assurée mais avec une efficacité réduite à cause de la présence de ce mode. L'erreur de phase résiduelle passe de $\sim\lambda/50$ à $\sim\lambda/40$ rms. Elle est par ailleurs plus sensible aux perturbations environnementales tels que les effets thermiques. L'erreur de phase résiduelle n'est plus alors que de $\sim\lambda/23$. Le jitter observé sur la position des franges pourrait s'expliquer par la variation du déphasage modal de la fibre multimode.

Ainsi le contrôle des deux paramètres et notamment du déphasage modal semble être un enjeu majeur pour la combinaison efficace de fibres faiblement multimodes. La présence de modes d'ordre supérieur introduit d'autres contraintes système supplémentaires comme le besoin d'une régulation thermique. Des études comportant par exemple des fibres actives et plus de « kits » de composition modale seraient intéressantes afin de poursuivre dans cette voie et compléter l'analyse de l'influence des fibres LMA sur la combinaison cohérente.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A.A. Ashaaya, V. Eckhouse, L. Shimshi, N. Davidson and A.A. Friesen, "Intracavity coherent addition of single high-order modes", *Opt. Lett.* **30**, pp.1770-1772, 2005
- [2] V. Eckhouse, M. Fridman, N. Davidson and A.A. Friesen, "Phase locking and coherent combining of high-order modes fiber lasers", *Opt. Lett.* **33**, pp. 2134-2136, 2008
- [3] S. Wielandy, "Implications of higher-order mode content in large mode area fibers with good beam quality", *Opt. Ex.* **15**, pp. 15402-15409, 2007
- [4] H. Kogelnik and T. Li, "Laser beams and resonators", *Appl. Opt.* **5**, pp. 1550-1567, 1966
- [5] R.K. Arora, Z. Lu, "Graphical study of Laguerre-Gaussian beam modes", *IEE Proc. –Microw. Antennas Propag.* **141**, pp. 145-150, 1994
- [6] D. Marcuse, "Loss analysis of single-mode fiber splice", *Bell Syst. Tech. J.* **56**, pp.703-718, 1977
- [7] P-A. Bélanger, "Les fibres optiques: supplément d'électromagnétisme appliqué", Cours de l'université de Laval, Canada
- [8] G. De Angelis, G. Panariello and A. Scaglione, "A variational method to approximate the field of weakly guiding optical fibers by Laguerre-Gauss/Bessel expansion", *IEEE J. Lightwave Technol.* **17**, pp. 2665-2674, 1999
- [9] F. Chiadini, G. Panariello and A. Scaglione, "Variational analysis of matched-clad optical fibers", *IEEE J. Lightwave Technol.* **21**, pp. 96-105, 2003
- [10] A.E. Siegman "How to (maybe) measure laser beam quality", Tutorial presentation at the Optical Society of America Annual Meeting, Long Beach, 1997
- [11] S. Ramachandran, J.W. Nicholson, S. Ghalimi, M.F. Yan, P. Wisk, E. Monberg and F.V. Dimarcello, "Light propagation with ultralarge modal area in optical fibers", *Opt. Lett.* **31**, pp. 1797-1799, 2006
- [12] S. Ramachandran, "Spatially structured light in optical fibers: application to high-power lasers", *Advanced Solid-State Photonics*, paper MD1, 2009

CONCLUSION GENERALE

Les travaux effectués au cours de cette thèse portent sur la combinaison cohérente de faisceaux issus de lasers à fibre. Nous dressons ici un bilan des principaux résultats obtenus. Nous proposons également des pistes d'études qu'il nous semble intéressantes de poursuivre afin d'approfondir cette thématique.

En premier lieu, nous avons fait un état de l'art des techniques employées afin d'augmenter la puissance d'un laser à fibre individuel. La montée en puissance est limitée par des phénomènes physiques intrinsèques : effets non linéaires, effets thermiques et tenue au flux. Pour atteindre les très fortes puissances requises pour certaines applications liées au secteur de la défense, la seule solution envisageable est la combinaison de faisceaux. De nombreuses techniques ont été proposées dont les descriptions font l'objet du premier chapitre. Notre choix s'est porté sur une technique de combinaison cohérente par contrôle actif de la phase par modulation fréquentielle. Elle présente, en effet, l'avantage de ne nécessiter qu'un détecteur unique. De plus, le contrôle actif de la phase offre d'autres potentialités telle que la compensation de la turbulence atmosphérique. Cela présente un avantage significatif dans la perspective de l'élaboration de système laser dont les faisceaux se propagent en partie en espace libre.

Nous avons ensuite analysé le potentiel et les performances envisageables des systèmes de combinaison cohérente multi-pupillaires. Pour cela, nous avons développé un outil de simulation qui permet de déterminer la figure d'interférence, en champ lointain ou à une distance z , en fonction de paramètres ajustables déterminant la configuration en champ proche. Nous nous sommes particulièrement attachés à la définition des critères permettant de juger l'efficacité de la combinaison cohérente. Nous avons retenu quatre principaux critères : rapport de Strehl, taux de combinaison, BPF et MEP. Ce dernier critère a été spécialement mis en œuvre lors de ce travail de thèse afin de disposer d'un nouveau critère, orienté vers le besoin applicatif, dépendant uniquement de la cible visée et non de la définition du système. Nous avons pu ainsi déterminer l'influence sur l'efficacité de combinaison de plusieurs paramètres : phase relative entre les émetteurs et déphasage résiduel, agencement géométrique du champ proche, nombre d'émetteurs et répartition de la puissance. Ainsi, nous avons montré que la combinaison cohérente permet d'atteindre des efficacités élevées, sous réserve du contrôle de ces paramètres. La définition d'un système dépend néanmoins de l'application visée et donc du critère privilégié.

Nous avons réalisé expérimentalement la combinaison cohérente de trois amplificateurs à fibre dopée Er-Yb. Une étude préliminaire a permis de mettre en évidence l'origine et de mesurer les

fluctuations de phase dans les amplificateurs, utilisés au cours de ce travail. Nous avons pu ainsi dimensionner les paramètres de la boucle de contre-réaction opto-électronique d'une bande passante de 3 kHz. Nous avons ensuite réalisé la combinaison des trois amplificateurs de 2 W avec une erreur de phase résiduelle de $\lambda/30$.

Nous avons ensuite étudié la compensation de la turbulence atmosphérique. Nous avons dans un premier temps démontré la compensation des déphasages induits par la turbulence. Cependant, le détecteur, nécessaire à la mesure, se trouve alors au niveau de la cible. Or, il n'est pas toujours possible de le disposer à cet endroit. Nous avons par la suite fait une démonstration de combinaison cohérente à travers la turbulence atmosphérique sur cible en utilisant son signal rétrodiffusé. Le détecteur est alors placé au niveau de la tête émettrice laser. Ce dernier point constitue une des contributions originales de la thèse. La difficulté réside dans la compensation des effets de la turbulence provoqués uniquement sur le trajet aller des faisceaux et non du trajet retour. Cela a été réalisé par l'ajout d'un diaphragme placé devant la lentille de collection. Cette démonstration a été complétée par une analyse théorique.

Enfin, nous avons choisi d'étudier, de manière théorique et expérimentale, l'influence de l'utilisation de fibres LMA faiblement multimodes sur la qualité de la combinaison. L'ensemble de cette étude constitue également un point original du travail de thèse. En effet, bien que couramment utilisés dans la réalisation des fibres de puissance, leur impact sur la combinaison cohérente n'a pas été étudié dans la littérature. Nous avons pour cela adapté notre code de simulation afin qu'il puisse prendre en compte les contributions relatives de chacun des modes des différents émetteurs. Nous avons approximé les modes en sortie de fibres par des modes de Laguerre-Gauss afin de pouvoir propager les faisceaux pas à pas et inclure les éléments optiques présents sur leur trajet. Nous avons montré que deux paramètres supplémentaires peuvent grandement influencer la qualité du faisceau combiné : la composition modale et le déphasage modal. Cette étude numérique a été complétée par une étude expérimentale. Nous avons réalisé la combinaison cohérente de deux fibres passives dont une est faiblement multimode pouvant guider jusqu'à quatre modes. La mise en phase est assurée mais, avec l'augmentation du pourcentage des modes d'ordre supérieur, son efficacité s'en trouve réduite et on observe un jitter sur la position des franges. Ce dernier point pourrait s'expliquer par la variation du déphasage modal. Ainsi, le contrôle de ces deux paramètres supplémentaires est un enjeu majeur pour une combinaison efficace de fibres faiblement multimodes.

Plusieurs pistes d'étude sont envisageables concernant la poursuite de ce travail.

L'efficacité de combinaison cohérente est influencée par de nombreux paramètres. Le code de simulation développé nous a permis d'analyser les variations et/ou fluctuations de nombreux paramètres, aussi bien dans les cas monomodes et multimodes. Néanmoins, nous avons étudié ces paramètres indépendamment les uns des autres. Il est évident, qu'en pratique, ils peuvent varier simultanément et interagir sur la qualité de la figure d'interférence. La modélisation de toutes les combinaisons possibles de ces paramètres demanderait un temps de calcul prohibitif. Il nous a donc semblé intéressant d'utiliser un outil d'analyse qui permettrait d'étudier à la fois la sensibilité de tous ces paramètres mais également leurs interactions. Nous proposons de réaliser les simulations selon des plans d'expériences qui permettent d'obtenir l'influence et les interactions de chacun des paramètres avec un coût de calcul minimum. Nous avons procédé à des tests préliminaires qui nous ont permis de retrouver les influences de chaque paramètre mais également de découvrir les relations croisées entre eux. Cette étude semble très prometteuse et il semble particulièrement intéressant de la poursuivre.

En ce qui concerne l'étude de la combinaison cohérente à travers la turbulence atmosphérique, il est souhaitable de poursuivre les expériences en augmentant le nombre de voies et d'améliorer la génération de la turbulence, par exemple par la mise œuvre d'une cuve à turbulence. Il serait également

pertinent de pouvoir compléter cette étude par des expérimentations en extérieur ainsi que d'étudier le comportement de différentes cibles fixes ou mobiles.

Pour conclure, nous pensons qu'il faut poursuivre les investigations concernant les fibres faiblement multimodes qui sont un enjeu majeur quant à la montée en puissance des systèmes laser. L'analyse initiée durant cette thèse doit être poursuivie par des réalisations expérimentales comportant notamment des fibres LMA actives afin d'étudier l'influence du gain sur la composition modale et le déphasage modal. Enfin, des études visant à maîtriser ces deux paramètres nous semblent nécessaires.

ANNEXE A : MODES GUIDES DANS UNE FIBRE A SAUT D'INDICE

On considère une fibre à saut d'indice et de rayon de cœur a et de gaine infinie. L'indice optique de cœur est noté n_c et celui de la gaine n_g . La fibre est invariante en translation selon l'axe Oz , axe de la fibre.

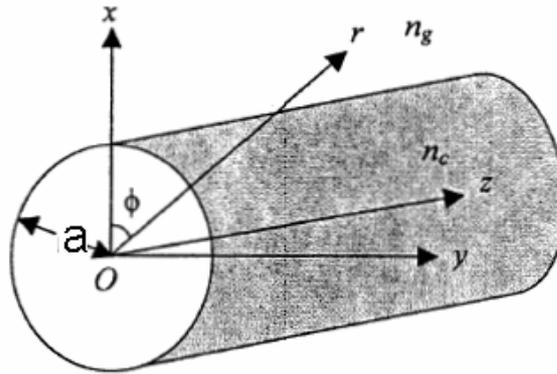


Figure A. 1 : Fibre à saut d'indice et coordonnées polaires:

On définit les paramètres suivant caractérisant une fibre optique :

- la différence d'indice normalisée $\Delta = \frac{n_c^2 - n_g^2}{2n_c^2}$;
- l'ouverture numérique de la fibre ;
- la fréquence normalisée $V = ak(n_c^2 - n_g^2)^{1/2}$, où $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. (1)

V détermine le nombre de modes qui seront guidés par la fibre à la longueur d'onde λ . En effet, la propagation des ondes dans la fibre suivant l'axe Oz est régie par les équations de Maxwell pour un milieu diélectrique homogène sans charge et amagnétique. On peut ainsi en déduire les équations d'onde :

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \text{ avec } \epsilon = n^2 \epsilon_0. \quad (2)$$

Une relation similaire existe pour H .

Remarque : Les équations d'onde sont valable pour un milieu homogène. C'est pourquoi on se place dans le cadre d'une fibre à saut d'indice où l'indice est homogène dans le cœur et dans la gaine.

A cause de la symétrie de révolution des fibres, on exprime facilement l'équation d'onde en coordonnées cylindriques (r, ϕ, z) . Le champ électromagnétique peut alors être séparé en une partie longitudinale (parallèle à Oz) et une partie transverse.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = [\vec{E}_t(r, \phi) + \vec{E}_z(r, \phi)] \exp(i(\omega t - \beta z)) \quad (3)$$

avec β la constante de propagation. On a une relation similaire pour H.

Par ailleurs, comme E et H satisfont les équations de Maxwell, les composantes transverses du champ E_r , E_ϕ , H_r et H_ϕ peuvent s'exprimer en fonction des composantes longitudinales E_z et H_z .

L'équation d'onde s'écrit alors pour E, avec $n=n_c$ pour $r < a$ et $n=n_g$ pour $r > a$:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + (n^2 k^2 - \beta^2) E_z = 0 \quad (4)$$

Les solutions de l'équation d'onde constituent une famille de solutions possédant une certaine constante de propagation β . Par séparation des variables, elles sont de la forme :

$$\left. \begin{array}{l} E_z(r, \phi) \\ H_z(r, \phi) \end{array} \right\} = R(r) \Phi(\phi) \quad (5)$$

et nous obtenons ainsi les deux équations différentielles pour $R(r)$ et $\Phi(\phi)$:

$$\frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} = -q^2 \Phi \quad (6)$$

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + \left(n^2 k^2 - \beta^2 - \frac{q^2}{r^2} \right) R = 0 \quad (7)$$

Pour la première équation, on choisit des solutions ayant une symétrie de révolution de la forme :

$$\Phi(\phi) = A \cos(q\phi) + B \sin(q\phi) \quad (8)$$

avec q un nombre entier et A et B deux constantes. On note que l'on peut également choisir une solution comportant des exponentielles à la place des sinus et cosinus.

L'équation radiale est une équation différentielle acceptant des fonctions de Bessel comme solutions. Comme le champ doit avoir une valeur finie au centre de la fibre, sa solution générale peut être écrite dans le cœur comme :

$$R(r) = J_q(ur), \quad r \leq a \quad (9)$$

où J_m est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre q et u le paramètre du cœur défini par :

$$u = a(n_c^2 k^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (10)$$

Dans la gaine, la décroissance vers 0 du champ lorsque r tend vers l'infini impose que la fonction $R(r)$ soit une fonction de Bessel de deuxième espèce d'ordre q , K_q :

$$R(r) = K_q(wr), \quad r > a \quad (11)$$

où w est le paramètre de gaine défini par :

$$w = a(\beta^2 - n_g^2 k^2)^{1/2} \quad (12)$$

La continuité des composantes tangentielles des champs à l'interface cœur-gaine ($r=a$) conduit à l'équation aux valeurs propres :

$$\left[\frac{J'_q(u)}{u J_q(u)} + \frac{K'_q(w)}{w K(w)} \right] \left[\frac{n_c^2}{n_g^2} \frac{J'_q(u)}{u J_q(u)} + \frac{K'_q(w)}{w K(w)} \right] = q^2 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \left(\frac{n_c^2}{n_g^2} \frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \quad (13)$$

Cette équation caractéristique détermine les valeurs possibles de la constante de propagation β pour des valeurs d'indice de cœur et de gaine et de longueur d'onde données pour chaque valeur du nombre azimutal q . On exprime ainsi ces solutions par β_{qm} où q et m sont des nombres entiers. Chaque valeur propre β_{qm} correspond à un mode spécifique guidé par la fibre.

On remarque que $u^2 + w^2 = V^2$, il est donc possible de déterminer la constante de propagation si l'on connaît la fréquence normalisée V , le rapport d'indice et q . Le nombre de modes guidés dans la fibre dépend bien de la fréquence normalisée. A partir de $V > 2.405$, l'équation aux valeurs propres a plusieurs solutions, la fibre n'est donc plus monomode.

Modes transverses $q=0$

Lorsque le nombre azimutal est nul, ie lorsqu'il y a symétrie de révolution pour la solution modale, l'équation aux valeurs propres se réduit à un produit nul. On a alors la possibilité d'avoir chacune de ses quantités nulles indépendamment l'une de l'autre.

$$\left[\frac{J_0'(u)}{uJ_0(u)} + \frac{K_0'(w)}{wK_0(w)} \right] = 0 \quad (14)$$

$$\left[\frac{J_0'(u)}{uJ_0(u)} + \frac{n_g^2}{n_c^2} \frac{K_0'(w)}{wK_0(w)} \right] = 0 \quad (15)$$

La première équation correspond aux modes transverses électriques (TE) dont la composante E_z est nulle. La deuxième correspond aux modes transverses magnétiques dont la composante H_z est nulle. On note ces modes TE_{0m} et TM_{0m} avec m la $m^{\text{ième}}$ racine de ces équations.

Modes hybrides $q \geq 1$

Si le paramètre azimutal est supérieur ou égal à 1, les modes de la fibre sont dits hybrides car il existe à la fois une composante longitudinale en E et en H . Suivant la grandeur relative de ces composantes, le mode est nommé HE_{qm} (H_z prédominant) ou EH_{qm} (E_z prédominant). Comme pour les modes transverses, l'indice m correspond à la $m^{\text{ième}}$ racine de l'équation aux valeurs propres pour une valeur de m donnée.

Fréquences de coupure

Le paramètre important pour chaque mode est sa fréquence de coupure V_c . C'est la fréquence pour laquelle le mode cesse d'être guidé. Le tableau suivant montre un résumé de nomenclature et de condition de coupure des modes guidés.

Mode	Condition	Fréquence de coupure V_c
HE_{11}		$V_c=0$
TE_{0m}, TM_{0m}	$J_0(V_c)=0$	$V_c=2.405, 5.52, 8.65, 11.79, \dots$
EH_{qm}	$J_q(V_c)=0$	$V_c(q=1)=2.832, 7.016, 10.17, \dots$ $V_c(q=2)=5.13, 8.41, 11.62, \dots$...
HE_{1m+1}	$J_1(V_c)=0$	$V_c=3.832, 7.016, 10.17, \dots$
HE_{qm}	$V_c \frac{J_{q-2}(V_c)}{J_q(V_c)} = -(q-1) \frac{n_c^2 - n_g^2}{n_g^2}$	$V_c(q=2)=2.405, 5.52, 8.654, \dots$ $V_c(q=3)=3.832, 7.016, 10.17, \dots$...

Tableau A. 1 : Conditions et fréquences de coupure pour les différents types de modes

Tous les modes ont une fréquence de coupure sauf le mode HE_{11} qui peut se propager indépendamment de la valeur de celle-ci. C'est donc le mode fondamental de la fibre. A partir de $V=2.405$, la fibre supporte plusieurs modes guidés et la fibre n'est plus monomode.

Expression des champs et intensité

Une fois déterminés les paramètres u , w et β pour chacun des modes q_m guidés par la fibre, on détermine l'expression des champs. Il est en général plus facile de les exprimer en coordonnées cylindriques pour ensuite les transformer en coordonnées cartésiennes.

L'intensité se calcule via le vecteur de Poynting :

$$I = \frac{1}{2} \text{Re} \left(\vec{E} \times \vec{H}^* \right) \quad (16)$$

MODES LP

Lorsque la différence d'indice entre le cœur et la gaine est faible, on peut alors faire l'approximation de faible guidage, c'est-à-dire $n_c \approx n_g$. C'est le cas dans les fibres standard. Alors, certains modes voient leurs constantes de propagation quasiment identiques. Cette dégénérescence nous amène à combiner les diverses composantes transverses pour former un mode linéairement polarisé.

Equation aux valeurs propres

L'équation aux valeurs propres se simplifient et devient :

$$\frac{uJ_{l-1}(u)}{J_l(u)} = -\frac{wK_{l-1}(w)}{K_l(w)} \quad (17)$$

avec : $l=1$ pour les modes TE et TM

$l=q+1$ pour les modes EH

$l=q-1$ pour les modes HE.

On note ces modes LP_{lm} avec l l'indice azimutal relié à de celui des modes réels q et m la $m^{\text{ième}}$ racine de l'équations aux valeurs propres pour un l donné, LP signifiant linéairement polarisé. L'ordre azimutal l correspond au nombre d'annulation du champ sur π radians. L'ordre radial m correspond au nombre d'annulation du champ radialement en incluant l'annulation du champ à l'infini.

Modes LP	Modes réels	Nombre de modes dégénérés
LP_{01}	$HE_{11} \times 2$	2
$LP_{lm} (l=q-1)$	$TE_{0m}, TM_{0m}, HE_{qm} \times 2$	4
$LP_{lm} (l=q+1)$	$HE_{qm} \times 2, EH_{(q-2)m} \times 2$	4
LP_{0m}	$HE_{1m} \times 2$	2

Tableau A. 2 : Relation entre modes réels et modes LP

Après résolution, de l'équation aux valeurs propres, on peut alors obtenir le profil de champ et d'intensité des différents modes guidés par la fibre.

Expressions des champs des modes LP

Les modes LP sont linéairement polarisés selon un axe. Pour la combinaison cohérente nous ne considérons qu'un seul des axes de polarisation puisque tous nos composants sont à maintien de polarisation.

Coeur	Gaine
$E_x = J_l(ur/a) \begin{cases} \cos(l\phi) \\ \sin(l\phi) \end{cases}$	$E_x = \frac{J_l(u)}{K_l(w)} K_l(wr/a) \begin{cases} \cos(l\phi) \\ \sin(l\phi) \end{cases}$
$H_y = \frac{n_c}{\eta_0} E_x$	$H_y = \frac{n_g}{\eta_0} E_x$
$E_y = H_x = 0$	$E_y = H_x = 0$
$E_z \approx H_z \approx 0$	$E_z \approx H_z \approx 0$

Tableau A. 3 : Expressions des champs des modes LP_{lm}

Le calcul de l'intensité est également simplifié. On montre les profils 3D d'intensité obtenus :

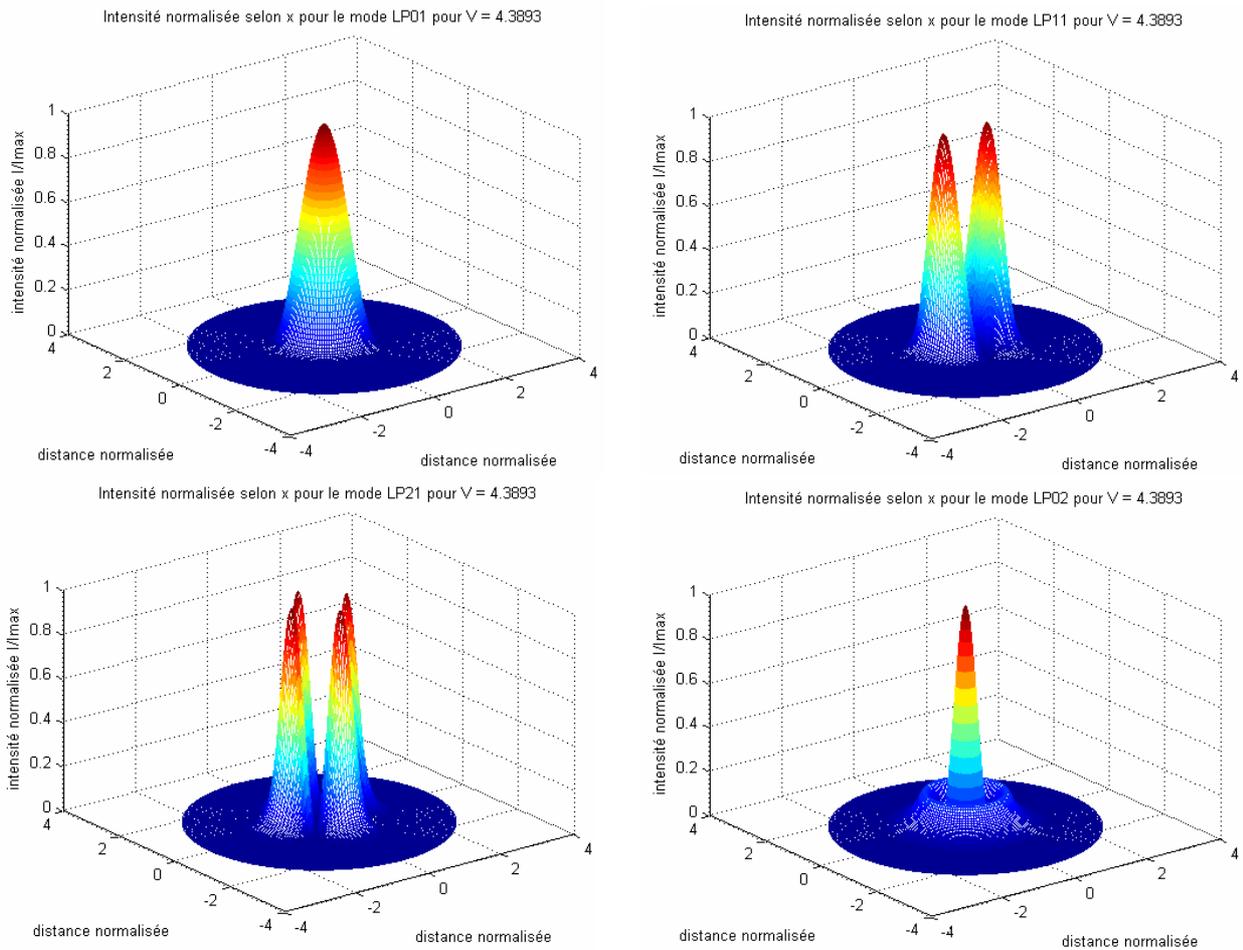


Figure A. 2 : Profils 3D de l'intensité pour une polarisation selon x

BIBLIOGRAPHIE

J.A. Buck, "Fundamentals of optical fibers", Second Edition, John Wiley & Sons Inc, 2004

P-A. Bélanger, "Les fibres optiques: supplément d'électromagnétisme appliqué", Cours de l'université de Laval, Canada

ANNEXE B : MODELE ANALYTIQUE DE LA COMBINAISON COHERENTE PAR MODULATION FREQUENTIELLE

Nous allons détailler les équations régissant la combinaison cohérente par modulation fréquentielle dont le principe a été donné au Chapitre III. Nous allons calculer le signal d'erreur permettant de corriger la différence de phase entre la $i^{\text{ème}}$ voie modulée et la voie de référence.

Une modulation sinusoïdale de fréquence ω_i est appliquée au modulateur de phase. Le champ optique en sortie de la voie i s'écrit alors

$$e_i(t) = E_i \cos(\omega_i t + \varphi_i(t) + \beta_i \sin(\omega_i t)) \quad (1)$$

avec β_i la profondeur de modulation, ω_i la pulsation du laser et φ_i la phase de l'onde optique. La référence est quant à elle non modulée et son champ s'écrit :

$$e_r(t) = E_r \cos(\omega_r t + \varphi_r(t)) \quad (2)$$

avec φ_r la phase de la voie de référence. La polarisation de chaque voie étant identique, le champ total incident sur le détecteur est la somme des champs en sortie de chaque voie ($N-1$ voies modulées) avec la voie de référence, soit :

$$e_t(t) = e_r(t) + \sum_{i=1}^{N-1} e_i(t) \quad (3)$$

En sortie de détecteur, le courant $i(t)$ est égal à :

$$i(t) = R_{PD} A \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left[e_r^2(t) + \sum_{i=1}^{N-1} e_i(t) \sum_{k=1}^{N-1} e_k(t) + 2e_r(t) \sum_{i=1}^{N-1} e_i(t) \right] \quad (4)$$

avec R_{PD} la réponse du détecteur et A sa surface, μ_0 et ϵ_0 la perméabilité et la permittivité diélectrique du vide. On fait l'hypothèse que la surface du détecteur est suffisamment petite pour que les champs électriques varient peu en x et en y .

On peut décomposer ce courant en trois courants distincts.

- Le courant dû uniquement à la référence :

$$i_r(t) = R_{PD} A \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} e_r^2(t) \quad (5)$$

- Le courant de battement entre la voie de référence et chacune des voies modulées :

$$i_{ri}(t) = R_{PD} A \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} 2e_r(t) \sum_{i=1}^{N-1} e_i(t) \quad (6)$$

- Le courant de battement entre les différentes voies modulées :

$$i_{ik}(t) = R_{PD} A \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sum_{i=1}^{N-1} e_i(t) \sum_{k=1}^{N-1} e_k(t) \quad (7)$$

Le courant dû uniquement à la référence est développé en :

$$i_r(t) = R_{PD} A \sqrt{\frac{\mathcal{E}_0}{\mu_0}} E_r^2 \cos^2(\omega_l t + \varphi_r(t)) \quad (8)$$

Compte tenu de sa bande passante, le photodétecteur intègre le signal sur un temps beaucoup plus grand que la période caractéristique de l'oscillation laser. Le courant effectivement mesuré est donc la moyenne dans le temps de $i_r(t)$ soit :

$$\langle i_r(t) \rangle = \frac{1}{2} R_{PD} A \sqrt{\frac{\mathcal{E}_0}{\mu_0}} E_r^2 \quad (9)$$

Ce signal est une constante et ne fait donc qu'un simple offset sur la valeur du courant. Ce terme est filtré lors de la démodulation par la détection synchrone et n'intervient pas dans la suite des calculs. (On peut également le voir comme une composante DC du signal qui est supprimée par un couplage AC).

On peut également développer le courant de battement entre la voie de référence et les voies modulées en introduisant les équation (1) et (2) dans l'équation (6) et en décomposant le tout en une somme de sinus et de cosinus.

$$i_{ri}(t) = R_{PD} A \sqrt{\frac{\mathcal{E}_0}{\mu_0}} \sum_{i=1}^{N-1} E_r E_i \left[\begin{aligned} &\cos(\beta_i \sin(\omega_i t)) \{ \cos(\varphi_r(t) - \varphi_i(t)) + \cos(2\omega_i t + \varphi_r(t) + \varphi_i(t)) \} \\ &+ \sin(\beta_i \sin(\omega_i t)) \{ \sin(\varphi_r(t) - \varphi_i(t)) - \sin(2\omega_i t + \varphi_r(t) + \varphi_i(t)) \} \end{aligned} \right] \quad (10)$$

De la même manière que précédemment, le terme en $2\omega_i$ s'annule à cause du temps d'intégration du détecteur. L'équation (10) se simplifie alors :

$$\langle i_{ri}(t) \rangle = R_{PD} A \sqrt{\frac{\mathcal{E}_0}{\mu_0}} \sum_{i=1}^{N-1} E_r E_i \left[\cos(\beta_i \sin(\omega_i t)) \cos(\varphi_r(t) - \varphi_i(t)) + \sin(\beta_i \sin(\omega_i t)) \sin(\varphi_r(t) - \varphi_i(t)) \right] \quad (11)$$

Il est important de noter que le deuxième terme entre crochet est proportionnel au sinus de la différence de phase entre la voie de référence et chacune des voies modulées $\sin(\varphi_r(t) - \varphi_i(t))$. Il tend vers zéro lorsque cette différence tend vers zéro. Ce terme est donc propice à être utilisé en tant que signal d'erreur de la boucle de contre-réaction, à condition de pouvoir l'extraire de la somme. Cela se fait en procédant à une démodulation synchrone, c'est-à-dire en multipliant le signal par $\sin(\omega_m t)$, avec ω_m fréquence de démodulation de la détection synchrone. Ainsi, on procède à un filtrage spectral, c'est-à-dire à un filtrage passe-bas, afin de ne conserver que les signaux à une fréquence proche de zéro. En utilisant les décompositions de Jacobi-Anger :

$$\exp[j\beta \cos(\omega_m t)] = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} j^n J_n(\beta) \exp[jn\omega_m t] \quad (13)$$

soit encore en réel :

$$\cos[\beta \sin(\omega_m t)] = J_0(\beta) + 2 \sum_{n=1}^{+\infty} J_{2n}(\beta) \cos[2n\omega_m t] \quad (14)$$

$$\sin[\beta \sin(\omega_m t)] = 2 \sum_{n=1}^{+\infty} J_{2n-1}(\beta) \cos[(2n-1)\omega_m t] \quad (15)$$

L'équation (12) pour la voie i peut se réécrire :

$$i_{ri} = R_{PD} A \sqrt{\frac{\mathcal{E}_0}{\mu_0}} E_r E_i \sum_{i=1}^{N-1} \left[\cos(\varphi_r - \varphi_i) \left(J_0(\beta_i) \sin(\omega_m t) + \sum_{n=1}^{+\infty} J_{2n}(\beta_i) [\cos(\omega_m + (2n)\omega_i)t] + \cos(\omega_m - (2n)\omega_i)t \right) \right. \\ \left. + \sin(\varphi_r - \varphi_i) \sum_{n=1}^{+\infty} J_{2n-1}(\beta_i) [\cos(\omega_m + ((2n-1)\omega_i)t] + \cos(\omega_m - ((2n-1)\omega_i)t) \right] \quad (16)$$

Pour chaque voie i , la fréquence de démodulation est égale à la fréquence de modulation de cette voie d'intérêt, ie $\omega_m = \omega_i$ dans notre cas. Un filtrage passe-bas permet de ne conserver que les termes de fréquence nulle, c'est-à-dire uniquement les termes proportionnels à $\omega_m - \omega_i$. On limite ainsi la somme à $n=1$. Ainsi pour chacune des fréquences i , on obtient un signal de battement S_{ri} entre la voie de référence et la voie i qui s'écrit alors simplement :

$$S_{ri} = R_{PD} A \sqrt{\frac{\mathcal{E}_0}{\mu_0}} E_r E_i J_1(\beta_i) \sin(\varphi_r - \varphi_i) \quad (17)$$

On a donc extrait un signal d'erreur proportionnel à la différence des phases entre la voie de référence et la voie i , signal qui tend vers zéro quand la différence des phases tend elle-même vers zéro. On procède de la sorte pour chacune des voies modulées. En changeant la fréquence de démodulation pour une fréquence ω_j , on extrait le signal de battement pour la voie j .

On procède de la même manière pour le courant de battement entre les voies modulées pour obtenir le courant suivant :

$$i_{ik}(t) = \frac{1}{2} R_{PD} A \sqrt{\frac{\mathcal{E}_0}{\mu_0}} \sum_{i=1}^{N-1} E_i \sum_{k=1}^{N-1} E_k \left[\begin{array}{l} \cos(\varphi_i(t) - \varphi_k(t)) \cos(\beta_i \sin(\omega_i t)) \cos(\beta_k \sin(\omega_k t)) \\ - \sin(\varphi_i(t) - \varphi_k(t)) \sin(\beta_i \sin(\omega_i t)) \cos(\beta_k \sin(\omega_k t)) \\ + \sin(\varphi_i(t) - \varphi_k(t)) \cos(\beta_i \sin(\omega_i t)) \sin(\beta_k \sin(\omega_k t)) \\ + \cos(\varphi_i(t) - \varphi_k(t)) \sin(\beta_i \sin(\omega_i t)) \sin(\beta_k \sin(\omega_k t)) \end{array} \right] \quad (18)$$

Suite au filtrage passe-bas, on ne conserve que les termes à fréquence nulle :

$$S_{ik} = R_{PD} A \sqrt{\frac{\mathcal{E}_0}{\mu_0}} E_i J_1(\beta_i) \sum_{k=1}^{N-1} E_k J_0(\beta_k) \sin(\varphi_k - \varphi_i) \quad (19)$$

Ce signal est proportionnel à la différence de phase entre la voie i et les autres voies modulées. Comme chacune des voies est mise en phase par rapport à la référence alors les voies sont par ce biais mises en phase entre elles : la différence de phase tend donc vers zéro. Ce terme est un terme de correction supplémentaire qui permet une meilleure stabilisation de la mise en phase et augmente le gain de la boucle d'asservissement.

En résumé, en négligeant le terme donné par la référence seule, le signal d'erreur est égal :

$$S = S_{ri} + S_{ik} = R_{PD} A \sqrt{\frac{\mathcal{E}_0}{\mu_0}} E_i J_1(\beta_i) \left[E_r \sin(\varphi_r - \varphi_i) + \sum_{k=1}^{N-1} E_k J_0(\beta_k) \sin(\varphi_k - \varphi_i) \right] \quad (20)$$

ANNEXE C : PUBLICATIONS ASSOCIEES A CE TRAVAIL

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

- B. Bennai, L. Lombard, V. Jolivet, C. Delezoïde, E. Pourtal, P. Bourdon, G. Canat, O. Vasseur and Y. Jaouën, “Brightness scaling based on 1.55 μm fiber amplifiers coherent combining”, *Fiber and Integrated Optic*, **27**, pp. 355-369, 2008
- V. Jolivet, P. Bourdon, B. Bennai, L. Lombard, D. Goular, E. Pourtal, G. Canat, Y. Jaouën, B. Moreau and O. Vasseur, “Beam-shaping of single-mode and multimode fiber amplifier arrays for propagation through atmospheric turbulence”, Invited paper in *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **15**, pp.257-268, 2009

Communications à des congrès internationaux à comité de lecture

- B. Bennai, V. Jolivet, P. Bourdon, E. Pourtal, L. Lombard, G. Canat, Y. Jaouën and O. Vasseur, “Coherent combining of fiber amplifiers : from single-mode fiber demonstration to large-mode-area modelling”, *Europhoton*, paper TUp3, 2008.
- B. Bennai, P. Bourdon, V. Jolivet, L. Lombard, G. Canat, O. Vasseur and Y. Jaouën, “Coherent combining efficiency assessment for few-mode fibers with higher-order mode content », 22nd annual meeting of the IEEE Photonics Society, paper ThV4, 3-8 october 2009
- P. Bourdon, V. Jolivet, B. Bennai, L. Lombard, G. Canat, E. Pourtal, Y. Jaouën and O. Vasseur, “Coherent beam combining of fiber arrays and application to laser beam propagation through turbulent atmosphere”, *Photonic West, Proc. of SPIE* **6873**, 687316, 2008
- P. Bourdon, V. Jolivet, B. Bennai, L. Lombard, D. Goular, G. Canat and O. Vasseur, “Theoretical analysis and quantitative measurements of fiber amplifier coherent combining on a remote surface through turbulence”, *Photonic West, Proc. of SPIE* **7195**, 719527, 2009
- V. Jolivet, P. Bourdon, B. Bennai, L. Lombard, D. Goular, G. Canat and O. Vasseur, “Coherent combining on a remote surface of fiber amplifier arrays after propagation through turbulent atmosphere”, 15th Conference Laser Radar Conference, 2009
- L. Lombard, V. Jolivet, P. Bourdon, B. Bennai, M. Valla, G. Canat, O. Vasseur, “Coherent combining of fiber amplifiers through atmospheric turbulence: a model”, *Conference on Lasers & Electro-Optics*, paper CMF7, 2009

Communications à des congrès nationaux à comité de lecture

- B. Bennai, V. Jolivet, P. Bourdon, C. Coudrain, G. Canat, Y. Jaouën, O. Vasseur, « Etude des fluctuations de phase et combinaison cohérente de lasers à fibre en vue de la réalisation d’une source de forte énergie », 26^{ème} Journées Nationales d’Optique Guidée, papier ME1, Grenoble, 2007
- P. Bourdon, V. Jolivet, B. Bennai, L. Lombard, D. Goular, G. Canat, O. Vasseur, « Combinaison cohérente de sources laser fibrées pour la compensation de la turbulence atmosphérique », Journées Recherche-Industrie de l’Optique Adaptative, Nantes 2008