HAL
open science

Combinaison cohérente dans une fibre multicœurs pour des applications LIDAR

Florian Prevost

To cite this version:

Florian Prevost. Combinaison cohérente dans une fibre multicœurs pour des applications LIDAR. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COmUE), 2017. Français. NNT : 2017SACLO003 . tel-01535940

HAL Id: tel-01535940

https://pastel.hal.science/tel-01535940

Submitted on 9 Jun 2017

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.

NNT : 2017SACLO003

THESE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY,
préparée à
L'INSTITUT D'OPTIQUE GRADUATE SCHOOL

ÉCOLE DOCTORALE N°572
Ondes et Matière (EDOM)

Spécialité de doctorat : Physique

Par

M Florian PREVOST

Combinaison cohérente dans une fibre multicœurs pour des applications Lidar

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le JJ mois 2015 :

Composition du Jury :

Mme Agnès Desfarges-Berthelemot, Xlim, Présidente du Jury
M Thierry Chartier, FOTON ENSSAT, Rapporteur
M Marc Douay, PhLAM, Rapporteur
M Jean-Christophe Chanteloup, LULI, Examinateur
M Yves Jaouen, Telecom ParisTech, Examinateur
M Hanna, LCF, Directeur de thèse
M Lombard, ONERA, Invitée

Table des matières

Introduction générale 8

1 Etat de l'art et prérequis pour des sources LIDARS vent 11

1.1 Contexte de la thèse et application LIDAR 11

1.1.1 Principe de fonctionnement des LIDARS 12

1.1.2 Caractéristiques de la source pour un LIDAR Doppler cohérent 13

1.2 Les fibres optiques monomodes 16

1.2.1 Fibre monomode à saut d'indice 16

1.2.2 Les fibres à double gaines 17

1.3 Limites imposées par les non-linéarités dans les fibres 19

1.3.1 Les non-linéarités du 3ème ordre : SRS, SBS, Kerr 19

1.3.2 La diffusion Brillouin 20

1.3.3 La diffusion Raman 23

1.3.4 L'effet Kerr 24

1.3.5 Méthodes pour repousser les effets non-linéaires 24

1.4 Fibre à large aire modale LMA 26

1.4.1 Fibres microstructurées PCF (Photonics Crystal Fiber) 26

1.4.2 Fibres LPF (Large Pitch Fiber) 28

1.4.3 Fibres à bande interdite photonique 29

1.5 Combinaison de faisceaux pour les lasers de puissance 31

1.5.1 Différents principes de combinaison 31

1.5.1.1 Combinaison incohérente ou combinaison spectrale 31

1.5.1.2 Combinaison cohérente temporelle 32

1.5.1.3 Synthèse spectrale (ou combinaison cohérente spectrale) 32

1.5.1.4 Combinaison cohérente spatiale 33

1.5.1.5 Architectures passive de mise en phase pour la combinaison cohérente spatiale 34

1.5.2 Architectures de combinaison cohérente spatiale 36

1.5.2.1 Le remplissage de pupille (combinaison en champ lointain) 38

1.5.2.2 La superposition des faisceaux (combinaison en champ proche) 39

1.5.3 Techniques de mesure des phases 40

1.5.3.1 Méthode directe 41

1.5.3.2 Méthode indirecte 43

1.5.4 Techniques de modulation de phase 44

1.6 Amplification de forte puissance crête à 1,5 µm 48
1.6.1 Dopage du cœur et matrice vitreuse 48
1.6.2 Amplification dans les fibres dopées erbium 49
1.6.3 Etat de l'art des sources à 1,5 µm mono-fréquence 52
1.7 Récapitulatif et conclusion 57

2 Enjeux et problématique de la thèse 58
2.1 Projet multifemto et problématique de la thèse 58
2.2 Les fibres multicœurs 59
2.3 Conception de la fibre multicœurs 62
2.4 Techniques d'injection dans une fibre multicœurs 64
2.5 Principe de fonctionnement du SLM 65
2.6 Techniques de recombinaison à la sortie de la fibre 68
2.7 Recombinaison spatiale avec un élément diffractif et injection de la pompe 70
2.8 Récapitulatif et conclusion 73

3 Combinaison cohérente dans la fibre multicœurs 74
3.1 Description géométrique de la fibre multicœurs et injection dans les cœurs 74
3.1.1 Présentation et caractéristiques des fibres 75
3.1.2 Mesures caractéristiques et mise en place du SLM 78
3.1.3 Synthèse d'une carte de phase modélisant le champ complexe 81
3.1.4 Comparaison des cartes de phases simulées obtenues avec ou sans optimisation 84
3.1.5 Adressage des cristaux liquides et bruit de phase 85
3.1.6 Calibration du déphasage appliqué par le SLM 87
3.1.7 Mesures caractéristiques du SLM 90
3.1.8 Conclusion sur l'injection par SLM 92
3.2 Recombinaison du signal et injection du faisceau de pompe par diffraction de phase 93
3.2.1 Caractéristiques du DOE 93
3.2.2 Pertes chromatiques : injection de la pompe et combinaison du signal 99
3.2.3 Principe de la superposition des faisceaux pour la combinaison du signal 102
3.3 Amplification et combinaison cohérente dans la fibre multicœurs 105
3.3.1 Mesure d'atténuation et d'absorption 105
3.3.2 Pompage mono cœur 109
3.3.3 Caractérisation du signal du MAO et du préamplificateur 114
3.3.4 Mesure du bruit de phase relatif par détection IQ (In phase and Quadrature) 116

3.3.5 Mise en place du système d'asservissement SPGD 119
3.3.6 Mesure de l'efficacité de combinaison et calcul des pertes 124
3.3.7 Interférences à 2 ondes plutôt que 7 ondes (information de phase relative) 127
3.3.7.1 La formation des interférogrammes 128
3.3.7.2 Traitement du signal et restitution de la phase 129
3.3.7.3 Mesure de la phase résiduelle 131
3.3.7.4 Calibration du système par la position des franges pour obtenir une boucle fermée 132
3.3.7.5 Généralisation de la technique : le masque à trou 132
3.4 Récapitulatif et conclusion 135

4 Perspectives d'amélioration de la combinaison cohérente avec une fibre multicœurs 137
4.1 Simulation de profil de phase de DOE 137
4.1.1 Méthode pour la simulation de profil de phase continu 137
4.1.1.1 Simulation de profil de phase 139
4.1.1.2 Techniques de conception de profils continus et limites 142
4.1.1.3 Conclusion 146
4.2 Fibre multicœurs idéale pour les lasers de puissance 147
4.2.1 Simulation d'amplification dans une fibre de 30dB/m d'absorption au pic (1530 nm) 147
4.2.2 Etude comparatives des configurations simulées 148
4.2.3 Simulation d'amplification dans une fibre codopée erbium ytterbium en configuration double gaine. 149
4.3 Récapitulatif et conclusion 150

Conclusion générale 152

Annexe 156

Références bibliographiques 159

Table des illustrations 163

Liste des publications relatives à ce manuscrit 170
Article 170
Conférences 170

Introduction générale

Depuis sa création par Theodor Mainman, le laser a contribué à un essor technologique dans de nombreux domaines : des télécommunications à la métrologie ou du médical aux applications militaires. En métrologie, il permet de mesurer précisément des distances, des déformations ou des températures de manière non-intrusive. C'est en analysant les caractéristiques du faisceau rétrodiffusé émis par une source laser que le Lidar (LIght Detection And Ranging) est né. Historiquement les premiers Lidars fonctionnaient avec les premiers lasers à rubis, ils servaient de télémètres pour mesurer de longues distances. Bien qu'à l'heure actuelle les Lidars les plus connus du grand public ne soient pas les plus appréciés (le « Radar » routier de contrôle de vitesse), il existe une multitude de Lidars : pour cartographier une scène en trois dimensions, détecter et mesurer la concentration d'un gaz, ou encore mesurer des vitesses d'écoulement d'air… Ils sont notamment très utilisés pour l'étude des couches atmosphériques. Le Lidar est une technique de télédétection active, pour certaines applications (par exemple la mesure de vitesse de vent) le tir Lidar doit être résolu en distance. Pour ce cas il faut que la source laser du Lidar soit impulsionnelle.

Mes travaux de thèse ont été effectués au sein de l'unité Systèmes Lidars et Sources du Département d'Optique Théorique Appliquée, au centre de l'ONERA à Palaiseau. Dans cette unité nous développons des sources optiques pour des Lidars anémométriques (ou Lidar Doppler). Ils permettent la mesure de vitesse d'écoulement d'air en mesurant le décalage Doppler subi par le faisceau rétrodiffusé par les aérosols dans l'air. Ces Lidars ont une application de sécurité aérienne, ils ont pour but de caractériser les cisaillements de vent et les tourbillons de sillage sur les zones aéroportuaires. Ces phénomènes présentent un danger pour les aéronefs notamment au décollage et à l'atterrissage ce qui limite les cadences aéroportuaires. Le Lidar est disposé en bordure d'aéroport, sa portée doit être la plus longue possible (de l'ordre du kilomètre) et le rayonnement émit ne doit pas présenter de danger pour les personnes alentours (pas d'aveuglement temporaire ou permanent), il doit être à sécurité oculaire (1,5 µm dans notre cas). Historiquement les Lidars Doppler utilisaient des sources lasers impulsionnelles à CO_2. A cette longueur d'onde la transmission atmosphérique est proche de 100% et le rayonnement émis est à sécurité oculaire. Mais ces sources étaient très encombrantes peu efficace et le système de détection devait être refroidi pour limiter le bruit ce qui rendait l'instrument difficilement transportable. Dans ce sens, il est apparu au fur et à mesure le développement de sources plus fiables, plus compactes, plus efficaces et surtout plus puissantes. Le Lidar Doppler a besoin d'une énergie par impulsion élevée à une forte cadence de répétition pour des durées d'impulsions constantes (l'ordre de grandeur est de la centaine de nanosecondes à la microseconde). Ce qui revient à utiliser une source laser de forte puissance crête et de forte puissance moyenne.

Les lasers à cristaux permettent de générer de forte puissance crêtes, cependant ils ont des problèmes d'échauffement thermique dans le milieu amplificateur lorsque l'on souhaite augmenter la puissance moyenne. Ce qui limite l'efficacité du processus et la puissance moyenne de sortie. Bien qu'il existe des solutions pour gérer l'échauffement thermique dans les lasers à cristaux (lasers à disques minces, cristaux à forte conductivité thermique ou l'ajout d'un système de refroidissement…), ces systèmes sont encombrants et difficilement intégrables. D'un autre côté les lasers à fibre ont un excellent rapport surface/volume. Ils dissipent rapidement l'énergie thermique du milieu amplificateur grâce à une grande surface d'échange avec l'air ambiant. Les lasers à fibre peuvent générer de fortes puissances moyennes. En revanche, le confinement intense du champ électromagnétique dans le cœur d'une fibre entraîne une réponse non-linéaire du matériau et limite la puissance crête extractible. Mais ils ont l'avantage d'être fiables, compacts et efficaces comparés aux lasers à cristaux. De plus leur propriété de guidage permet d'obtenir des faisceaux de très bonne qualité spatiale en sortie. Grâce aux nombreuses propriétés, les lasers à fibres ont su trouver leurs places dans de nombreux domaines remplaçant d'anciennes architectures lasers ou répondant à un nouveau besoin.

Mais comment parvenir à dépasser les limites en énergie par impulsion dans les lasers à fibre ? Pour cela, il faut réduire l'intensité du champ électromagnétique dans le cœur d'une fibre. La solution est d'accroître l'aire d'interaction entre le faisceau et le milieu à gain de la fibre. En d'autres termes il faut augmenter le diamètre

du cœur de la fibre. Néanmoins, augmenter le diamètre entraîne l'apparition de modes transverses supérieurs qui dégrade la qualité spatiale et réduit la luminance du faisceau de sortie comparée au mode fondamental d'une fibre. Par conséquent la fibre devient multimode. Il a donc fallu développer de nouvelles fibres qui augmentent l'aire d'interaction entre le faisceau et le milieu à gain, tout en conservant un caractère monomode. Il s'agit de fibres à large aire modale. Malgré de larges cœurs, un contrôle précis de la différence d'indice dans la fibre permet de conserver le caractère monomode du faisceau de sortie. Ces systèmes ont aussi leurs limites : soit par l'apparition d'effets non-linéaires (à des puissances seuils beaucoup plus élevées que pour une fibre classique type SMF 28), soit par la création de modes d'ordre supérieur.

Parallèlement, de nouvelles architectures d'amplification laser sont apparues : la combinaison de faisceaux. Il existe différentes manières de combiner des faisceaux entre eux : soit par combinaison incohérente (plusieurs faisceaux lasers sont sommés sur un réseau), soit par combinaison cohérente en combinant les faisceaux de sortie par interférences constructives. La combinaison cohérente apparaît comme une solution efficace pour la montée en puissance des sources lasers dans les systèmes Lidars. En effet les propriétés (cohérence spatiale, cohérence temporelle, état de polarisation, largeur spectrale…) des voies à combiner sont communes à un oscillateur maître. Toutefois, la combinaison d'un grand nombre d'émetteurs complexifie le système, notamment sur la mise en phase des voies. En effet, un système de combinaison cohérente est assimilable à un interféromètre à bras multiple dans lequel on optimise la puissance sur une voie à combiner par interférences constructives. Les déphasages relatifs subis sur les différentes voies au cours de leur amplification doivent être corrigés pour obtenir une forte puissance de sortie. Cette correction peut être faite activement par un système d'asservissement en contrôlant les phases de chacune des voies en entrée et en mesurant le déphasage à la sortie, ou de manière passive via une architecture adaptée. Etant donné que pour la majeure partie des systèmes de combinaison cohérente les amplificateurs placés en parallèles sont distincts et décorrélés, les variations de phases entre les voies peuvent être importantes. De plus ces systèmes peuvent rapidement devenir encombrants et coûteux pour la combinaison d'un grand nombre de voies. Pour limiter les déphasages d'une voie à l'autre, l'encombrement et le coût, une idée innovante a été de placer les amplificateurs dans une même gaine de silice sans qu'il n'y ait d'échanges énergétiques entres eux, pour former une fibre multicœurs. L'avantage est que l'ensemble des voies qui sont amplifiées partagent le même environnement et subissent les variations extérieures avec quasiment la même intensité et au même moment, réduisant considérablement les fluctuations de phase relatives entre les voies. L'utilisation d'une source de pompe commune et d'un modulateur de phase commun à l'ensemble des voies est envisageable, ce qui diminue l'encombrement du système.

Dans ce travail, nous utiliserons la combinaison cohérente par séparation spatiale de faisceaux dans une fibre multicœurs. L'enjeu est de mettre en place un système d'injection, de recombinaison et d'asservissement pour la mise en phase à bas coût. Ce montage fera office de preuve de concept pour l'amplification de puissance dans une fibre multicœurs dopée erbium.

Ce manuscrit est composé de quatre chapitres. Le premier chapitre est à caractère introductif, nous déterminerons les caractéristiques de la source optique en fonction des demandes de l'utilisateur du Lidar, ainsi que le principe de fonctionnement d'un Lidar Doppler. Nous verrons ensuite les fibres optiques monomodes, leur limite en puissance et les fibres à double gaine et à larges aires modales, qui ont permis de dépasser ces limites. Nous ferons ensuite un état de l'art sur les différentes architectures de combinaison cohérente, ainsi que sur les sources fibrées à 1,5 µm mono-fréquence de fortes puissances.

Dans le second chapitre, nous nous orienterons sur la problématique de la thèse, à savoir le développement d'une source laser par combinaison cohérente dans une fibre multicœurs dopée erbium. Nous commencerons par un bref état de l'art sur les fibres multicœurs. Nous choisirons ensuite les méthodes à mettre en place pour dans un premier temps : injecter un faisceau monomode dans les différents cœurs de la fibre, contrôler les phases de chacune des voies amplifiées et recombiner les différents faisceaux à la sortie. Nous chercherons des méthodes adaptées à la combinaison cohérente dans une fibre multicœurs.

Dans le troisième chapitre, le principe de fonctionnement détaillé ainsi que la mise en place du montage expérimental de combinaison cohérente de faisceaux en configuration MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) seront exposés. Différentes caractéristiques qui permettent de juger de la qualité de mise en phase ou du processus d'amplification dans la fibre multicœurs seront mesurées. Puis une nouvelle technique de mesure des phases sera présentée et mise en place sur le montage expérimental. Cette technique pourra être utilisée pour asservir le système et nous évoquerons la possibilité de l'étendre à la mesure de variation de phase dans un front d'onde.

Dans le dernier chapitre, nous aborderons les perspectives envisageables sur un tel système de manière à augmenter les puissances de sortie, soit en modifiant les propriétés spectroscopiques de la fibre multicœurs, soit en améliorant l'efficacité de recombinaison en sortie de fibre. Cette dernière est réalisée par superposition de faisceaux sur un élément diffractant.

Cette étude a été réalisée dans le cadre du projet Multifemto (2011-2014), financée par l'Agence Nationale de Recherche. Elle s'est déroulée en collaboration avec le laboratoire XLIM de Limoges, le laboratoire de Physique des Lasers Atomes et Molécules (Phlam) de l'université de Lille 1 et le laboratoire Charles Fabry (LCF) de l'institut d'Optique Graduate School de Palaiseau.

1 Etat de l'art et prérequis pour des sources LIDARS vent

Dans ce chapitre, nous allons dans un premier temps décrire les motivations de la thèse, qui nécessitent la conception d'une source optique pour des applications de Lidar anémométrique.

Nous nous intéresserons ensuite au principe de fonctionnement du Lidar anémométrique, et au prérequis pour la source à fabriquer en fonction des demandes et restrictions de l'utilisateur (ou Lidariste).

Nous allons ensuite évoquer différentes méthodes pour mettre en œuvre des lasers de fortes puissances crêtes avec différents types de fibres. Ainsi que les problèmes liés à la propagation d'impulsions de fortes puissances crêtes dans le cœur des fibres.

Pour finir nous expliquerons les principes de l'amplification en parallèle, qui permettent d'accroître les puissances de sorties en repoussant le seuil d'apparition des effets non linéaires.

1.1 Contexte de la thèse et application LIDAR

Aujourd'hui les cadences aéroportuaires sont de plus en plus élevées pour répondre aux flux des personnes ou des marchandises transportées par les airs. Cependant les cadences des atterrissages et des décollages (ainsi que les distances de sécurité en vols) sont limitées par les tourbillons de sillages crées par la différence de pression entre le dessous de la voilure d'un avion et le dessus. Sur les bords des ailes, l'air en surpression sous la voilure remonte sur le dessus de l'aile en formant un tourbillon où l'air est en dépression visible sur la Figure 1.1. Ce phénomène crée un écoulement turbulent qui présente un danger pour les aéronefs (voir le rapport du crash du Bombardier Learjet 45 XC-VMC en 2008 au Mexique).

Figure 1.1 Photographie d'un avion et de ses deux tourbillons de sillage crées par la différence de pression entre le dessus et le dessous des ailes.

Il existe aussi le cisaillement de vent qui se traduit par une variation de la vitesse ou de la direction du vent entre deux zones proches de l'atmosphère. Il en résulte un écoulement turbulent qui perturbe fortement le décollage et l'atterrissage des avions. Ces phénomènes invisibles à l'œil humain, doivent être détectés et caractérisés pour permettre au pilote d'effectuer un vol (atterrissage et décollage compris) dans les meilleures conditions de sécurité. Les LIDARS anémométriques ou LIDARS vent mesurent les vitesses des aérosols présents dans l'atmosphère, ces derniers sont d'excellents marqueurs des écoulements d'air dans l'atmosphère dite basse. Le LIDAR utilise une source lumineuse cohérente, un laser pour scanner des zones

ou des tranches de l'atmosphère, la mesure de la vitesse du vent est faite via le décalage Doppler subi par l'onde optique.

1.1.1 Principe de fonctionnement des LIDARS

Le LIDAR est un instrument de mesure optronique dont le principe général de fonctionnement est extrait du RADAR, ou du SODAR. Cela consiste à utiliser des ondes, qu'elles soient électromagnétiques (RADAR 30 MHz – 300 GHz), acoustiques (SODAR 100 Hz – 100 kHz), ou optiques (LIDAR 30 THz – 1000 THz) pour caractériser un milieu (détection, densité, concentration…). Le Lidar est utilisé pour sonder des milieux à faible densité, dans le but de mesurer certains paramètres, dont la distance, la température, la vitesse, la composition…

Les Lidars sont apparus vers les années 1960, peu après l'apparition du laser. C'est une équipe du MIT [1] qui décide d'utiliser la lune comme cible, dans le cadre du projet Luna-see pour explorer les possibilités d'un radar laser ou lidar. Ils mettent en place un montage Lidar utilisant comme source un laser à rubis impulsionnel, pour effectuer des mesures télémétriques.

Dans le cadre de la thèse, nous allons uniquement nous intéresser au Lidar Doppler cohérent pour la mesure de vitesse de vent dans l'atmosphère. La mesure de la vitesse du vent est faite grâce à la rétrodiffusion élastique des aérosols présents dans l'atmosphère (Diffusion de Mie). Cette rétrodiffusion par les aérosols s'accompagne d'un décalage fréquentiel (décalage Doppler) proportionnel à la vitesse longitudinale de l'aérosol (bien que l'onde optique subisse un changement fréquentiel, l'effet Doppler peut être assimilé à une diffusion élastique, car le processus d'échange d'énergie est très faible et n'intervient pas dans la restitution des vitesses des aérosols).

Le principe de fonctionnement général du Lidar visible sur la Figure 1.2 est le suivant : une onde optique issue d'une source laser est envoyée sur une cible (solide ou fluide). Une partie de l'onde est rétrodiffusée après interaction avec la cible. Le faisceau est ensuite collecté par un télescope, et est converti par une photodiode en signaux électriques. Un traitement du signal permet d'extraire l'information utile.

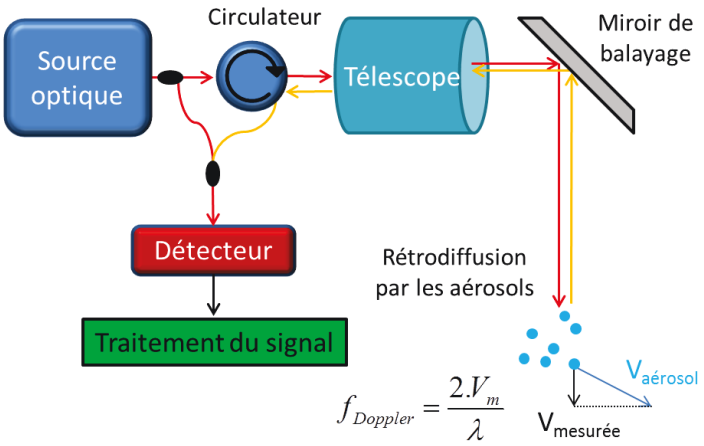

Figure 1.2 Schéma de principe d'un Lidar Doppler cohérent et représentation de la vitesse radiale mesurée comparée à la vitesse des aérosols

Pour récupérer la fréquence Doppler et donc la vitesse des aérosols, nous effectuons une détection hétérodyne. A l'aide d'un coupleur optique, on mélange le signal rétrodiffusé par les aérosols et le signal continu issu de l'oscillateur local. Les interférences créées sont converties par une photodiode en signaux électriques. Nous pouvons ensuite déterminer le décalage en fréquence du signal rétrodiffusé par rapport à l'oscillateur local et donc remonter à la vitesse radiale mesurée selon la formule suivante :

$$f_{Doppler} = {2V_m}/{\lambda}\ , \qquad 1.1$$

Avec V_m la vitesse radiale mesurée des aérosols et λ la longueur d'onde de la source optique.

Pour scanner des tranches de l'atmosphère, nous utilisons un miroir sur une monture rotative placée en sortie de Lidar, noté miroir de balayage sur la Figure 1.2.

Mises à part les mesures des vitesses de vent, il existe de nombreux domaines d'applications du Lidar. Ils sont utilisés pour la cartographie terrestre, l'archéologie, la détection de polluants maritimes ou atmosphériques, la météorologie, ou encore plus récemment pour la conduite automatisé de véhicules militaires ou civiles. Nous présentons trois illustrations d'applications Lidar sur la Figure 1.3 ci-dessous.

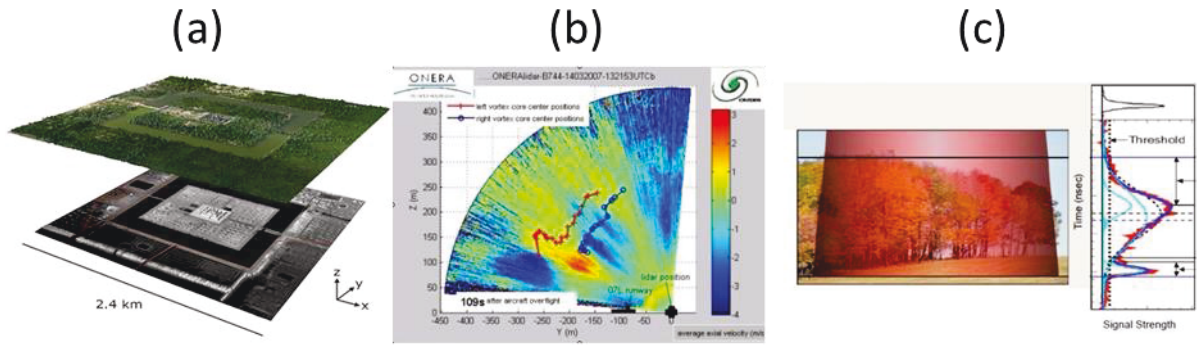

Figure 1.3 (a) Photo du site d'Angkor (en haut) et scan Lidar associé en bas (b) Champ de vitesse avec suivi des tourbillons de sillage (c) Mesure de l'épaisseur de végétation ou de la hauteur de canopée

Pour répondre à ces demandes, différentes architectures de Lidar existent : le Lidar RAMAN permet la mesure des propriétés spectroscopiques des aérosols de l'atmosphère renseignant sur la température, ou l'humidité dans l'air, le Lidar DIAL renseigne sur la concentration de gaz par mesure d'absorption différentielle, ou encore le Lidar télémètre pour la cartographie tridimensionnelle…

1.1.2 Caractéristiques de la source pour un LIDAR Doppler cohérent

La source optique servant au Lidar Doppler cohérent doit répondre à différents critères imposés par les utilisateurs du Lidar, à savoir :

- Etre à sécurité oculaire pour éviter tout danger pour le personnel travaillant en zone aéroportuaire (ne pas aveugler de façon temporaire ou permanente).
- Avoir un spectre optique suffisamment fin pour distinguer le décalage Doppler de l'ordre du MHz subit par l'onde rétrodiffusée par les aérosols. Une vitesse relative de 1 m/s correspond à un décalage Doppler de 1,3 MHz.
- Réduire la durée des impulsions permet d'augmenter la résolution spatiale des tirs. Néanmoins, diminuer la durée des impulsions augmente la largeur du spectre de la source. Il y a donc un compromis entre la résolution spatiale des tirs et la précision sur la mesure de vitesse par effet Doppler. L'ordre de grandeur de la durée des impulsions est de la centaine de nanoseconde à la microseconde.
- Le taux de répétition des impulsions doit être le plus élevé possible, pour permettre une forte moyenne des données et assurer une mesure représentative des écoulements d'air dans l'atmosphère.

- Avoir une qualité de faisceau en sortie la plus proche possible de la limite de diffraction ($M^2 \approx 1$). La qualité du faisceau rétrodiffusée influe directement sur le rendement de la détection hétérodyne servant à la mesure du décalage Doppler de l'onde rétrodiffusée, donc de la vitesse du vent.
- Posséder en sortie une puissance crête de l'ordre du kilowatt, pour effectuer des tirs à longue portée.
- Avoir un état de polarisation linéaire en sortie de source, pour permettre la séparation par état de polarisation entre le faisceau émis et celui recueilli par le télescope (utilisation du même télescope pour l'émission et la réception).
- Avoir une source compacte, robuste et facilement transportable.

En fonction de ces caractéristiques, une source MOPFA (Master Oscillator Power Fiber Amplifier), émettant à 1545 nm (sécurité oculaire) semble plus adaptée pour une utilisation Lidar. Nous aurions pu choisir une source émettant à 2 µm, mais les technologies à cette longueur d'onde sont moins récentes, et donc moins performantes (surtout pour les systèmes de détection type photodiode).

Le principe de fonctionnement du système MOPFA est représenté sur la Figure 1.4. Une diode laser émet un signal continu mono-fréquence à 1545 nm, nous découpons ce signal en impulsions avec un modulateur acousto-optique (MAO) fibré.

Un modulateur acousto-optique est constitué, d'électrodes piézo-électriques qui vibrent et transmettent une onde de pression (ou acoustique) à un cristal, ce qui modifie son indice de réfraction, et module l'intensité en sortie du MAO. La forme du signal électrique envoyée au modulateur piézo-électrique est volontairement choisie pour créer des impulsions du type gaussien à la sortie. Le MAO détermine également le taux de répétition des impulsions émises.

Ces impulsions sont ensuite envoyées dans un ou plusieurs amplificateur(s) à fibre(s) disposé(s) en série. Les amplificateurs sont constitués de fibres optiques dopées aux ions terres rares (Er, Yb, Th, Eu…). Dans notre cas, pour une émission à 1545 nm, nous utiliserons des fibres dopées erbium, ou codopées erbium ytterbium, dans les deux cas précédent, l'émission laser s'effectue autour de 1550 nm.

Les fibres amplificatrices devront être à maintien de polarisation pour obtenir un faisceau polarisé linéairement en sortie. Le maintien se fera par ajout de barreaux de contrainte de part et d'autre du cœur dans la silice de la fibre, ils permettent de créer une biréfringence dans la fibre.

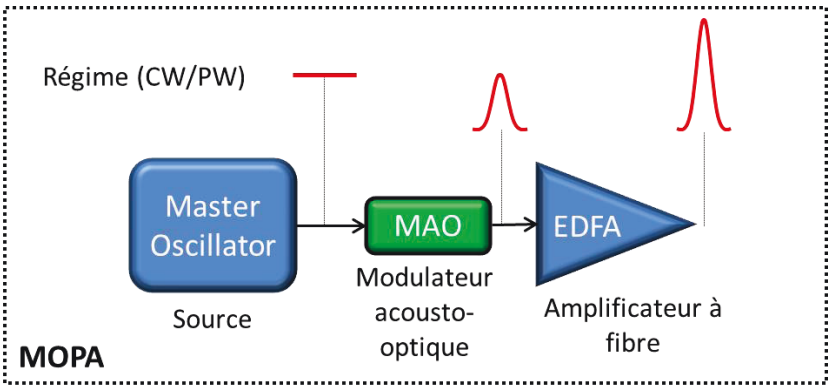

Figure 1.4 Schéma de principe d'une source MOPA fibrée

Un avantage des sources fibrées est la qualité du faisceau en sortie, celui-ci est naturellement gaussien en sortie de fibre optique monomode (lorsque le mode fondamental de la fibre correspond au mode LP01 ou mode gaussien). Un faisceau en limite de diffraction permet d'effectuer des mesures précises par détection hétérodyne.

La source optique va donc être composée d'une diode laser fibrée émettant un signal mono fréquence continu à 1545 nm, d'un modulateur acousto-optique fibré permettant de créer des impulsions gaussienne de 200 ns de largeur à mi-hauteur avec un taux de répétition de 20 kHz. Nous utiliserons ensuite un préamplificateur composé de deux étages, l'un dopé erbium, l'autre codopé erbium ytterbium, puis d'un dernier étage d'amplification constitué par une fibre multicœurs dopée erbium.

Nous venons de voir le principe de fonctionnement d'un Lidar Doppler, ainsi que les caractéristiques nécessaire à la conception de notre source optique. Nous allons maintenant nous intéresser aux fibres optiques monomodes, qui serviront de milieu amplificateur à notre source MOPFA et aux fibres à double gaine qui ont permis l'accroissement des puissances de sorties des lasers à fibre.

1.2 Les fibres optiques monomodes

1.2.1 Fibre monomode à saut d'indice

La fibre optique (visible en Figure 1.5) est un milieu diélectrique constitué d'un cœur et d'une gaine, tous les deux ont une forme cylindrique et sont concentriques (le cœur possède un diamètre plus étroit que la gaine), le tout est entouré d'une gaine de protection en polymère plastique.

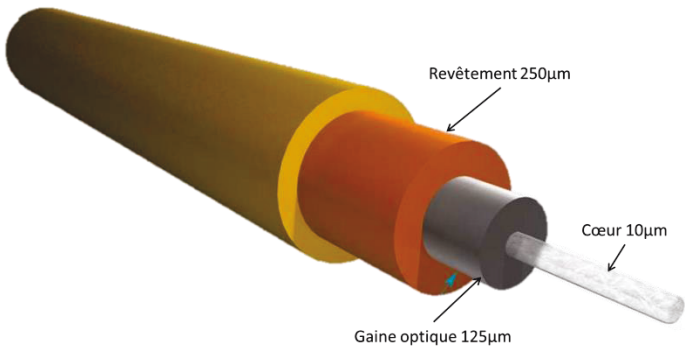

Figure 1.5 Schéma d'une fibre monomode standard avec visualisation du cœur, de la gaine optique et du revêtement de protection.

Le guide d'onde est matérialisé par le cœur de la fibre, il utilise le principe de réflexion totale interne pour guider la lumière. Ce principe repose sur la différence d'indice optique entre le cœur et la gaine (~10^{-3}), pour une fibre classique on parle de saut d'indice. La réflexion totale de la lumière est faite à l'interface entre le cœur d'indice (n_c) supérieur à l'indice de la gaine (n_g). Ainsi la lumière est guidée dans le cœur de la fibre matérialisé en rouge sur la Figure 1.6 suivante.

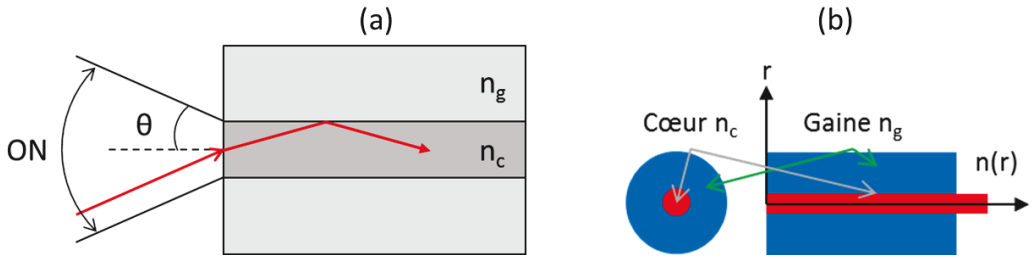

Figure 1.6 (a) Représentation de l'ouverture numérique d'une fibre (b) Schéma d'une fibre classique avec la représentation du saut d'indice entre le cœur et la gaine

Une fibre standard est définie par le diamètre de son cœur (a) et son ouverture numérique (ON), reliée aux indices optiques du cœur (n_c) et de la gaine (n_g). L'ouverture numérique caractérise la divergence du faisceau θ en sortie de fibre visible sur la Figure 1.6-(a).

$$ON = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} = \sin(\theta) \qquad \textbf{1.2}$$

Une fibre se caractérise par son caractère uni modal ou multimodal, c'est-à-dire le nombre de modes transverses qui peuvent être guidés dans le cœur de la fibre. Pour une fibre monomode, seul le mode fondamental LP01 est guidé, ce mode est représenté dans la majorité des cas par une fonction gaussienne.

Pour déterminer le caractère uni ou multimodal de la fibre, il faut calculer la fréquence normalisée *V* dont la formule, donnée par la suite, dépend du diamètre de cœur (*a*), de l'ouverture numérique (*ON*) et de la longueur d'onde du signal propagé dans la fibre (λ_0).

$$V = \frac{2\pi \cdot a \cdot ON}{\lambda_0} = \frac{2\pi \cdot a}{\lambda_0}\sqrt{n_c^2 - n_g^2} \qquad \textbf{1.3}$$

Pour $V < 2.405$ la fibre est dite monomode (seul le mode fondamental se propage), au-dessus de cette valeur, d'autre modes (autre que le mode fondamental LP01) peuvent se propager (LP11, LP12, cf. Figure 1.7). Dans ce cas, la fibre est dite multimode et ne convient pas à nos applications.

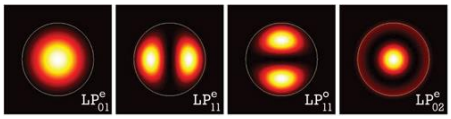

Figure 1.7 Représentation des 4 premiers modes de propagation, le mode fondamental correspond au LP01 (http://www.lightwaveonline.com/articles/print/volume-31/issue-6/features/the-fifth-dimension.html)

La relation précédente fait clairement apparaître le lien entre le diamètre du cœur et l'ouverture numérique. Si l'on souhaite conserver une fibre monomode, un accroissement du cœur doit s'accompagner d'une diminution de l'ouverture numérique et donc une réduction de la différence entre l'indice du cœur et celui de la gaine.

Il est possible de déterminer le diamètre du mode (MFD, Mode Field Diameter) se propageant dans la fibre. En approximant le mode propagatif par un mode gaussien, cette relation empirique déterminée par [Marcuse 1991] dépend du diamètre du cœur de la fibre (*a*) et de sa fréquence normalisée (*V*), donc de son ouverture numérique (*ON*).

$$MFD = 2a\left(0{,}65 + \frac{1{,}619}{V^{3/2}} + \frac{2{,}879}{V^6}\right) \qquad \textbf{1.4}$$

Nous verrons par la suite, qu'il est important d'avoir des gros diamètres de modes dans les fibres optiques pour pouvoir extraire de la puissance en sortie. L'accroissement du MFD est relié au diamètre du cœur de la fibre. Or nous venons de voir que pour conserver un caractère uni-modal, l'ouverture numérique doit être diminuée, par conséquent la différence d'indice entre le cœur et la gaine. Avec les techniques classiques de conception de fibre (MCVD Modified Chemical Vapor Deposition, OVD Outside Vapor Deposition), il est difficile de créer une différence d'indice optique inférieure à 10^{-3} entre le cœur et la gaine, donc d'obtenir un faisceau monomode dont le diamètre de mode en sortie est supérieur à 30 µm.

Pour accroitre la dimension du diamètre de mode tout en restant strictement monomode en sortie, il faut réduire la différence d'indice optique entre la gaine et le cœur de la fibre, en ajoutant des composants qui modifient les indices optiques du matériau, comme nous le verrons par la suite.

1.2.2 Les fibres à double gaines

Les fibres à double gaines possèdent un cœur de pompe autour du cœur de la fibre. Ce cœur de pompe, ou gaine interne, guide le faisceau de pompe par réflexion totale interne. Cette gaine interne permet l'utilisation de sources de pompe multimodes pour exciter les ions terres rares dans le cœur de la fibre. Pour maximiser le processus d'absorption de la fibre, il faut que le recouvrement entre les ions dopants et les modes de la pompe soit maximal. Etant donné la géométrie à symétrie radiale de la fibre, certains modes de couplage de la pompe dans la gaine interne (les modes hélicoïdaux) n'interagissent pas avec le cœur dopé et ne sont pas absorbés. Pour augmenter l'efficacité d'absorption des fibres à doubles gaines, différentes géométries ont été

proposées pour casser la symétrie radiale : des géométries rectangulaires, en forme de D, hexagonales ou en pétales, ces géométries sont présentées sur la Figure 1.8.

Figure 1.8 Schéma de fibres à double gaines pour différentes formes de gaines (zones en gris clair) maximisant le recouvrement de la pompe sur la zone dopée (le cœur en bleu). RP photonics

Des études [2]–[4] ont permis de quantifier l'efficacité de l'absorption de la pompe dans les fibres à double gaine, en fonction de la géométrie de la gaine et des modes transverses qui se propagent.

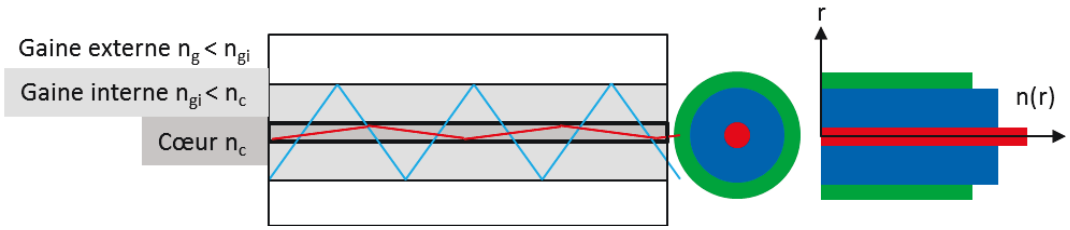

Figure 1.9 Schéma de principe d'une fibre double gaine et des sauts d'indices entres les différentes couches

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 1.9, la fibre à double gaine est constituée de 3 couches de matériaux d'indices différents pour assurer la propagation du signal dans le cœur et de la pompe dans la gaine. La gaine extérieure est faite en polymère et possède un indice plus bas que la silice pour assurer la réflexion totale interne pour le faisceau de pompe. Les fibres à doubles gaines ont permis la montée en puissance des lasers à fibres.

Nous allons voir dans la partie suivante les phénomènes non linéaires qui limitent les puissances en sortie d'amplificateur à fibre. En effet la dimension réduite du cœur de la fibre et l'amplification du signal par la participation des ions dopants engendre de très fortes intensités dans le cœur de la fibre ce qui entraine une réponse non linéaire du milieu.

1.3 Limites imposées par les non-linéarités dans les fibres

Le fort confinement d'une impulsion électromagnétique est un avantage pour l'efficacité du processus laser d'amplification de la lumière. Néanmoins une forte intensité dans les lasers et amplificateurs entraine une réponse non linéaire du matériau diélectrique utilisé. Les fibres optiques sont donc concernées par ce phénomène exacerbé par les grandes longueurs d'interactions et le confinement de l'énergie dans un cœur de petit diamètre. Comparé aux amplificateurs à cristaux massifs, le seuil de non-linéarité est généralement plus bas pour les fibres optiques.

La réponse non-linéaire du milieu provient du mouvement anharmonique des électrons causé par le fort champ électromagnétique propagé dans le milieu. Il apparait un terme de polarisation non linéaire induit par l'ensemble des dipôles créés localement.

$$P = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)}.E + \chi^{(2)} : EE + \chi^{(3)} \vdots EEE \right) \qquad \textbf{1.5}$$

Avec ε_0 la permittivité du vide et $\chi^{(i)}$, la susceptibilité diélectrique du matériau (elle s'exprime sous forme de tenseur), l'équation 1.5 peut se réécrire sous la forme d'une polarisation linéaire ($\chi^{(1)}$) et non linéaire. ($\chi^{(2)}$ *et* $\chi^{(3)}$). De plus les fibres optiques sont des milieux dits centrosymétriques, ce qui entraine la disparition du terme de susceptibilité d'ordre 2 ($\chi^{(2)}$) (terme engendrant la somme de fréquence, ou la génération de seconde harmonique).

$$P = P_L + P_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(1)}.E + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vdots EEE \qquad \textbf{1.6}$$

Nous allons voir par la suite les non-linéarités d'ordre 3, qui dans notre cas limitent les puissances en sortie d'amplificateurs lasers. Le premier terme de l'équation précédente est responsable de la dispersion chromatique, une réponse linéaire du milieu. Ce phénomène doit être pris en compte pour les sources délivrant de très courtes impulsions (femtosecondes), car elles ont un spectre suffisamment large pour que la dispersion perturbe l'amplification de ces impulsions courtes.

1.3.1 Les non-linéarités du 3ème ordre : SRS, SBS, Kerr

Comme nous avons pu le dire précédemment les fortes intensités atteintes dans le cœur d'une fibre entraînent l'apparition d'effets non-linéaires indésirables. Ces effets non-linéaires du troisième ordre sont répartis en deux catégories :

- Les effets élastiques (automodulation de phase, mélange à quatre ondes…) pour lesquels, il n'y a pas d'échange d'énergie entre le milieu diélectrique et l'onde électromagnétique.
- Les effets inélastiques (diffusion Brillouin stimulée, diffusion Raman stimulée), pour lesquels un processus d'échange d'énergie a lieu entre les photons de l'onde qui se propage et des phonons présents dans le milieu diélectrique. Il s'agit de phonons optiques pour les vibrations moléculaires dans le cas de la diffusion Raman, ou acoustiques pour les vibrations du réseau dans le cas de la diffusion Brillouin.

Dans le cas des processus inélastiques, l'interaction entre le photon incident (dit pompe) et le phonon (optique ou acoustique) crée un nouveau photon de fréquence différente, plus basse pour une onde Stokes, et plus haute pour une onde anti-Stokes (il y a conservation de l'énergie durant ces processus).

Nous allons désormais nous intéresser plus particulièrement à la diffusion Brillouin stimulée. En effet, notre source se situe dans un régime impulsionnel long (>100 ns). C'est cet effet non-linéaire qui va prédominer et limiter les puissances de sortie d'amplificateurs. Nous évoquerons par la suite d'autres phénomènes non-linéaires du troisième ordre impliquant les sources délivrant des impulsions plus courtes, la diffusion Raman stimulée et l'effet Kerr.

1.3.2 La diffusion Brillouin

La diffusion Brillouin est un processus qui peut être décrit comme l'interaction entre une onde pompe, et une onde Stokes au travers d'une onde acoustique. L'onde pompe génère des phonons acoustiques, créant un réseau d'indice dans le milieu via un processus d'électrostriction. L'onde pompe est diffusée par le réseau de Bragg, il y a absorption d'un photon pompe, création d'un photon Stokes (ou Anti-Stokes) avec une fréquence légèrement inférieure (ou supérieure dans le cas d'un Anti-Stokes) et d'un phonon acoustique, l'énergie totale est conservée.

Lors du passage d'une onde électromagnétique progressive et monochromatique dans ce milieu à variation d'indice, il y a diffusion des ondes dans toutes les directions. Du fait du mouvement de l'onde acoustique dans le milieu, il y a un décalage fréquentiel de l'onde diffusée lors du processus de diffusion, par rapport à l'onde incidente. Si l'onde acoustique se propage dans le même sens que l'onde pompe incidente, alors le décalage se fera vers les basses fréquences avec création d'une onde Stokes, si l'onde acoustique se propage dans le sens contraire de l'onde pompe incidente, alors le décalage aura lieu vers les hautes fréquences avec création d'une onde Anti-Stokes.

Le nombre de phonons acoustiques moyen pour un niveau d'énergie est donné par la loi de Bose-Einstein. Le processus de diffusion spontanée est donc principalement piloté par l'énergie thermique.

Les vecteurs d'onde et les fréquences de l'onde Pompe, Stokes et Acoustique sont reliés par les relations d'accord de phase et de conservation de l'énergie situées en dessous (cf. équation 1.7 et 1.8), comme on peut le voir sur la Figure 1.10 :

$$q_A = k_P - k_S \tag{1.7}$$

$$\omega_B = \omega_P - \omega_S \,, \tag{1.8}$$

Avec k_P et k_S, les vecteurs d'ondes pompe et Stokes associés aux fréquences ω_P et ω_S, et q_A le vecteur d'onde de l'onde acoustique associé à la fréquence ω_B. Le décalage de la fréquence Brillouin ω_B est associé au décalage Doppler dû à la vitesse de propagation de l'onde acoustique V_A.

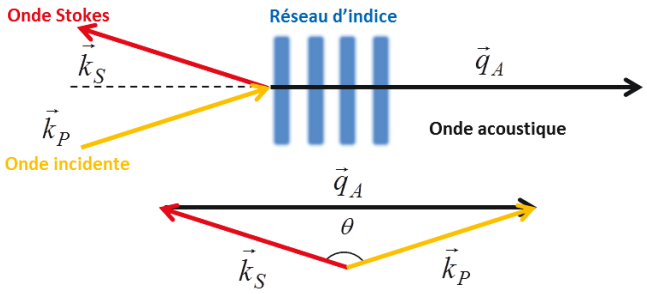

Figure 1.10 Schéma de la diffusion d'une onde optique par une onde acoustique

Le vecteur d'onde et la fréquence associée à l'onde acoustique satisfont la relation de dispersion.

$$\omega_B = V_A |k_A| \tag{1.9}$$

D'après la relation d'Al-Kashi, nous pouvons réécrire l'équation précédente :

$$\omega_B \approx 2V_A |k_P| \sin\left(\theta/2\right) \tag{1.10}$$

On suppose que $k_P \approx k_S$, et θ est l'angle formé entre l'onde Pompe et l'onde Stokes, la relation précédente 1.10 montre que le décalage en fréquence de l'onde Stokes est directement lié à l'angle de diffusion formée

par les ondes Pompe et Stokes, la fréquence Brillouin est maximum lorsque l'onde diffusée est rétrodiffusée $(\theta = \pi)$, et elle disparaît, lorsqu'elle se propage dans le sens de la pompe $(\theta = 0)$. Or dans une fibre optique monomode les directions ne peuvent être que co propagative, ou contra propagative, c'est pour cela que l'on parle uniquement de rétrodiffusion Brillouin, ou onde Stokes avec $\theta = \pi$.

Le décalage en fréquence de l'onde Stokes induite par la diffusion Brillouin est donné par la relation suivante :

$$\upsilon_B = \frac{\omega_B}{2\pi} = \frac{2nV_A}{\lambda_P} \qquad \textbf{1.11}$$

Si nous prenons l'exemple d'une fibre optique en silice d'indice n=1,45, d'un faisceau de pompe de longueur d'onde λ=1.54µm, et en supposant la vitesse de l'onde acoustique V_A=5960 m.s^{-1} dans la silice. Cela nous donne un décalage Brillouin : $\upsilon_B = 11{,}2$ GHz.

La diffusion Brillouin peut être un phénomène stimulé, le processus de diffusion est amplifié, lorsque l'onde acoustique à une forte amplitude. Cette dernière se comporte comme un miroir de Bragg et renvoi toute la puissance injectée. Le phénomène engendrant la diffusion Brillouin stimulée est l'électrostriction.

L'électrostriction est la capacité d'un matériau à se comprimer ou à se dilater sous l'effet d'une forte densité de champ électromagnétique. Les molécules constituant le milieu (SiO_2 dans le cas de fibre optique standard) développent un moment dipolaire sous l'action d'un champ électrique, ainsi elles ont tendances à se localiser aux niveaux des maximas d'énergie de l'onde électromagnétique incidente. Le matériau va donc être comprimé par des ondes de pression, ce qui entraine une variation de densité le long du matériau.

Ce sont les interférences entre l'onde pompe et l'onde Stokes qui créent des battements, responsables de cette force de pression par électrostriction. L'électrostriction est le processus qui permet d'alimenter la diffusion Brillouin stimulée visible sur la Figure 1.11, en apportant un grand nombre de phonons acoustiques, il y a donc plus d'interactions entre l'onde pompe incidente et les phonons acoustiques, ce qui renforce la rétrodiffusion Stokes.

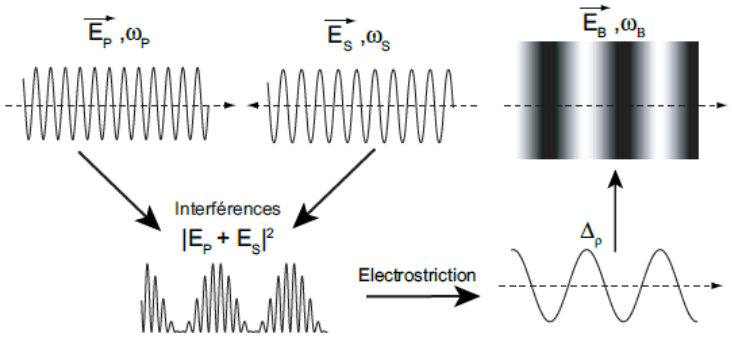

Figure 1.11 Schéma du processus de diffusion stimulée par les interférences entre l'onde pompe et l'onde stokes renforçant l'onde acoustique (qui elle-même diffuse l'onde pompe).

L'accroissement de l'onde diffusée (onde Stokes), est lié au gain spectral ou gain Brillouin. Le gain Brillouin $g_B(\omega)$, possède une valeur maximale pour $\omega=\omega_B$. La largeur du gain spectral est de l'ordre d'une dizaine de MHz, cette valeur découle directement du temps de vie des phonons acoustiques (ou du temps d'amortissement de l'onde acoustique ~10 ns), elle évolue en décroissance exponentielle $e^{(-\Gamma_B t)}$.

Le gain Brillouin s'exprime sous la forme :

$$g_B(\omega) = g_P \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\omega-\omega_B)^2 + (\Gamma_B/2)^2} \quad \textbf{1.12}$$

Avec,

$$g_P \equiv g_B(\omega_B) = \frac{2\pi^2 n^7 p_{12}^2}{c\lambda_P^2 \rho_0 V_A \Gamma_B} \quad \textbf{1.13}$$

n représente l'indice optique du milieu à la longueur d'onde de la pompe λ_P, p_{12} est le coefficient élasto-optique longitudinal, et ρ_0 la densité du matériau. L'ordre de grandeur du gain Brillouin dans les fibres est 2.10^{-11} m.W^{-1}.

Le temps de vie des phonons acoustiques T_B est relié à la largeur spectrale $\Delta\nu_B$ de l'onde Stokes visible sur la Figure 1.12 par la relation suivante :

$$\Delta\upsilon_B = \frac{1}{2\pi T_B} \ \textbf{avec} \ T_B = \Gamma_B^{-1} \approx 10ns \quad \textbf{1.14}$$

La forme du gain spectral Brillouin et sa valeur au pic peuvent évoluer suivant la nature de la matrice hôte, la présence de dopants dans le cœur de la fibre, ou l'inhomogénéité des sections transverses du cœur de la fibre tout au long de cette dernière.

Il existe un seuil de puissance de pompe, pour lequel la majorité de l'intensité de l'onde pompe est transférée vers l'onde Stokes [5], augmentant ainsi le phénomène de rétrodiffusion. L'onde Stokes voit sa puissance s'accroitre de façon exponentielle dans le sens contraire de la pompe, avec des effets dommageables et irréversibles sur les optiques situés en amont.

Le seuil Brillouin est défini par la relation suivante :

$$P_{seuil} = \frac{21KA_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad \textbf{1.15}$$

Avec K, un coefficient relié à la polarisation de l'onde Stokes et de l'onde Pompe (K=1 dans les fibres à maintien de polarisation, et 3/2 dans une fibre classique), A_{eff} l'aire effective de la fibre, L_{eff} la longueur effective de la fibre et g_B le gain Brillouin.

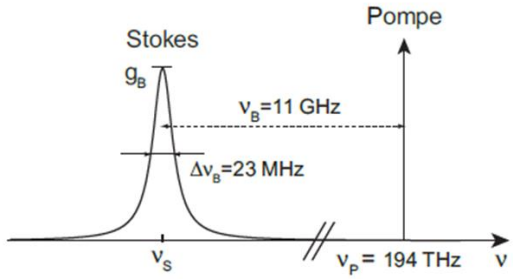

Figure 1.12 Représentation du spectre de la diffusion Brillouin dans une fibre standard, pour une onde pompe émise à 1550 nm

La puissance seuil décrite par l'équation 1.15 plus haut, est valable dans le cas d'une pompe constante, ou quasi constante (c'est-à-dire que la durée des impulsions de la pompe doit être très grande devant le temps de relaxation des phonons acoustiques, $T_P >> T_B$). Cela implique une largeur spectrale de la pompe plus faible, que la largeur spectrale Brillouin, $\Delta\nu_P << \Delta\nu_B$.

En revanche, si la durée de l'impulsion de la pompe devient plus petite que le temps de relaxation des phonons acoustiques, alors le gain Brillouin est réduit au profit du gain Raman. La conséquence est une onde Raman co-propageante obtenue par diffusion Raman stimulé (SRS).

Si nous voulons diminuer le gain Brillouin, tout en restant dans un régime de pompe continu ($T_P >> T_B$), il faut augmenter la largeur spectrale de la pompe, pour qu'elle soit supérieure à la largeur spectrale du gain Brillouin. (Il faut soit utiliser une pompe multimode, soit une pompe monomode, dont les variations de phase de la pompe évoluent plus rapidement que le temps de relaxation des phonons acoustiques).

1.3.3 La diffusion Raman

La diffusion Raman est un phénomène très similaire à la diffusion Brillouin décrite précédemment, sauf que la diffusion à lieu avec les oscillations des molécules présentes dans le milieu et non le réseau. Tout comme la diffusion Brillouin, la diffusion Raman peut être spontanée ou stimulée si les énergies mises en jeu sont suffisamment grandes pour que le processus s'autoalimente. La diffusion Raman spontanée dépend de la répartition des états vibrationnels et rotationnels des molécules mises en jeu. Ces états sont peuplés selon la loi de distribution de Boltzmann.

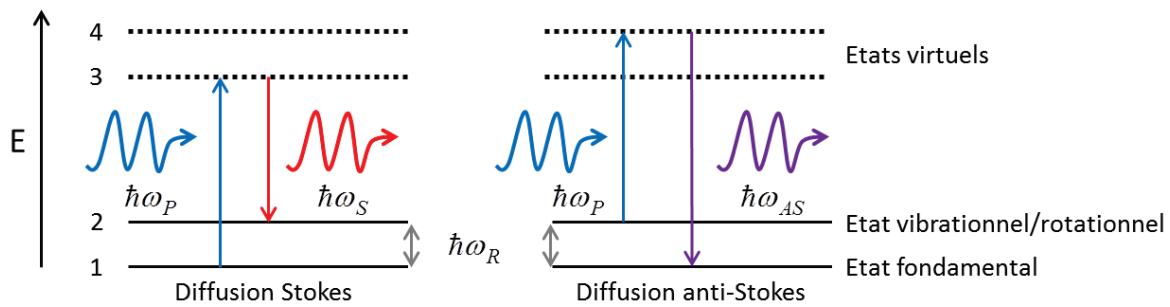

Figure 1.13 Représentation des niveaux d'énergies lors du processus de diffusion Raman (Stokes et anti-Stokes).

Comme on peut le voir sur la Figure 1.13, lorsque la molécule est dans son état fondamental, l'absorption d'un photon pompe ω_P engendre la création d'une onde Stokes de fréquence inférieure ω_S (donc de plus basse énergie), et la création d'un phonon optique à la fréquence Raman $\omega_R = \omega_P - \omega_S$. En revanche, si la molécule se situe sur un état excité (vibrationnel ou rotationnel), la combinaison d'un photon pompe et d'un phonon optique crée une onde anti-Stokes de fréquence supérieure (de plus haute énergie que l'onde pompe) $\omega_R = \omega_{AS} - \omega_P$.

D'après la distribution de Boltzmann, les états de hautes énergies (vibrationnels et rotationnels) sont les moins peuplés, il y a donc une plus forte probabilité de générer des ondes Stokes lors du processus de diffusion Raman.

Tout comme la diffusion Brillouin, un seuil de puissance a été déterminé [5] à partir duquel le processus de diffusion Raman est stimulé. Dans ce cas l'onde pompe interfère avec une onde Stokes ou anti-Stokes pour engendrer des phonons optiques à la fréquence Raman (fréquence de vibration de la molécule considérée).

$$P_{seuil} = \frac{16 A_{eff}}{g_r L_{eff}} \qquad \textbf{1.16}$$

Avec A_{eff} l'aire effective, L_{eff} la longueur effective, g_r le gain Raman (l'ordre de grandeur pour les fibres en silice ~ 1.10^{-13} m.W^{-1}).

1.3.4 L'effet Kerr

L'effet Kerr est une réponse électronique non-linéaire du milieu lorsque le champ électromagnétique est très intense. L'indice de réfraction du milieu est modifié localement, lorsque l'intensité lumineuse est trop importante.

L'effet Kerr peut avoir des conséquences temporelles (automodulation de phase) ou spatiales (auto focalisation, ou lentille de Kerr).

L'automodulation de phase est due à une réponse non linéaire de l'indice du milieu en fonction de l'intensité du profil temporel de l'impulsion. La conséquence est un terme de phase temporelle non-linéaire ajouté à l'impulsion initiale. Pour caractériser l'automodulation de phase nous utilisons l'intégrale B qui traduit la quantité de phase non-linéaire accumulée au pic d'intensité de l'impulsion sur une distance L, cette grandeur est très souvent utilisée pour rendre compte de l'automodulation de phase dans les lasers et amplificateurs à régime ultracourt. La forme prise par la phase non-linéaire dépend directement de la forme temporelle de l'impulsion. L'automodulation de phase peut également entrainer une dérive de fréquence, créant de nouvelles composantes spectrales (ce qui entraîne une déformation temporelle de l'impulsion initiale)

L'auto focalisation des faisceaux, ou lentille de Kerr est également une réponse non linéaire de l'indice (n_2) du milieu en fonction de l'intensité du faisceau. Etant donné la forme spatiale gaussienne du faisceau (et pour la majorité des faisceaux), le maximum d'intensité dans l'impulsion se situe au centre de la gaussienne. En présence d'effet Kerr, le faisceau acquiert une phase spatiale non-linéaire, affectant sa propagation. La phase spatiale va créer un effet lentille, convergente si l'indice non linéaire n_2 est positif et divergente s'il est négatif.

1.3.5 Méthodes pour repousser les effets non-linéaires

Il existe différentes méthodes pour autoriser un fonctionnement au-delà du seuil imposé par les effets non-linéaires. La solution la plus simple et la plus évidente consiste à réduire le confinement de l'impulsion électromagnétique dans le cœur de la fibre, donc à réduire l'intensité. Pour cela il faut augmenter l'aire effective d'interaction entre l'impulsion lumineuse et la silice du cœur de la fibre.

- Développement de fibre à large aire modale (LMA)

  Dans ce sens de nombreux laboratoires et industriels ont conçu des fibres dites à larges aires modales, ces fibres sont généralement microstructurées. Les microstructures permettent de contrôler plus précisément la différence d'indice entre le cœur et la gaine de la fibre et par conséquent avoir des diamètres de mode plus important se propageant dans le cœur. Nous pouvons également augmenter l'aire effective d'une fibre en ajoutant des co-dopants passifs dans la matrice vitreuse pour réduire la différence d'indice entre le cœur et la gaine. Nous discuterons de différentes fibres à larges aires modales dans la partie 1.4, ainsi que quelques résultats obtenus avec ce genre de fibre.

- Combinaison cohérente de faisceaux

  Une autre méthode pour accroître l'aire effective est d'effectuer de l'amplification de faisceaux en parallèle (ou combinaison cohérente), que nous détaillerons dans la partie 1.5. L'aire effective est agrandie en augmentant le nombre de voies associées les unes à côtés des autres. Pour que le faisceau amplifié en sortie soit cohérent spectralement, nous utilisons une seule source qui va être divisée spatialement, pour être amplifiée dans N amplificateur en parallèle, puis recombinée à la sortie de façon cohérente, c'est-à-dire par interférences constructive en mettant en phase l'ensemble des voies amplifiées.

- Techniques spécifiques à la diffusion Brillouin

Dans notre régime d'impulsion (de 100 ns à 1 μs), l'effet non-linéaire limitant est la diffusion Brillouin stimulée et, outre la méthode consistant à accroitre l'aire effective d'interaction, il existe d'autres méthodes pour repousser le seuil d'apparition de la diffusion Brillouin. Ces techniques sont basées soit sur des gradients de température, soit sur l'application de contrainte dans le milieu (sur la fibre). Elles consistent soit à réduire le réservoir énergétique des phonons dans le milieu et repousser le seuil d'apparition de la diffusion Brillouin stimulée, soit à élargir le spectre Brillouin en appliquant un gradient (thermique ou mécanique) le long de la fibre optique.

Nous avons déterminées les limites non-linéaires des amplificateurs à fibre en fonction du régime impulsionnel dans lequel nous nous situons. Nous allons voir dans la partie suivante des fibres dites à larges aires modales qui ont pour but de repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires en augmentant la taille du mode de propagation du signal.

1.4 Fibre à large aire modale LMA

Nous venons de voir que le fort confinement d'une impulsion électromagnétique dans un cœur de petit diamètre génère une réponse non-linéaire du milieu. Nous avons également pu voir que pour une fibre à saut d'indice, une propagation monomode nécessite une fréquence normalisée inférieure à $V < 2.405$. Une fibre monomode classique type SMF28 possède un diamètre de cœur d'environ 9µm.

Donc pour augmenter le diamètre du cœur tout en conservant le caractère monomode de la fibre, nous devons réduire l'ouverture numérique et donc la différence d'indice entre le cœur de la fibre et la gaine. La conception des fibres dites classiques est faite par la technique MCVD, ce procédé permet de réaliser une différence d'indice optique entre le cœur et la gaine d'environ 10^{-3}. Cette différence d'indice permet de réduire l'ouverture numérique jusqu'à $ON \approx 0.06$. Si l'on continue d'augmenter la taille du cœur sans pouvoir réduire plus le saut d'indice, le caractère monomode de la fibre va être perdu et des modes d'ordres supérieurs vont se propager le long de la fibre.

Dans cette partie nous allons évoquer différentes fibres optiques microstructurées, qui peuvent de par leurs structures réduire la différence d'indice entre le cœur et la gaine et ainsi augmenter la taille du mode de la fibre, en conservant un caractère monomode du faisceau propagé.

1.4.1 Fibres microstructurées PCF (Photonics Crystal Fiber)

Pour accroître la puissance de sortie des lasers à fibre, il a fallu développer des nouvelles fibres pour réduire les effets non-linéaires limitants ou en d'autres termes, réduire l'intensité dans le cœur de la fibre. Pour cela nous cherchons à amplifier dans des fibres à gros cœurs. La conception de fibre PCF ou microstructurée a permis la conception de fibre à large aire modale.

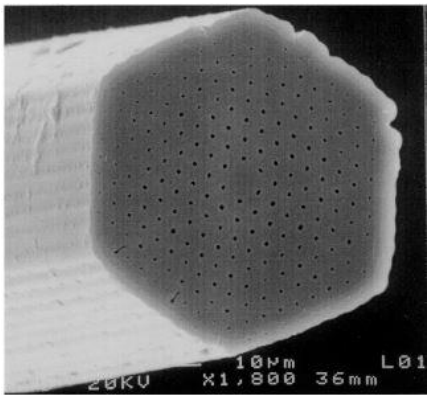

Figure 1.14 Visualisation de la première fibre PCF au microscope électronique à balayage [6] on remarque au centre de la fibre le trou d'air remplacé par un capillaire de silice pour former le cœur.

Une fibre microstructurée est constituée d'un arrangement périodique de trous d'air. En introduisant un défaut dans la périodicité des trous (on remplace un ou plusieurs trous d'airs par un ou plusieurs barreau(x) de silice(s) pure(s) ou dopé(s) aux ions terres rares) nous obtenons une zone d'indice légèrement plus élevée servant de guide au signal (le cœur de la fibre), voir la Figure 1.14 et la Figure 1.15. La structure air/silice dans la gaine permet d'obtenir un indice effectif, il dépend du diamètre des trous d'air, de leurs espacements, et du rapport entre la longueur d'onde et l'espacement des trous d'air. Le principe de guidage des fibres microstructurées est similaire aux fibres à saut d'indice, il s'agit de la réflexion totale interne modifiée.

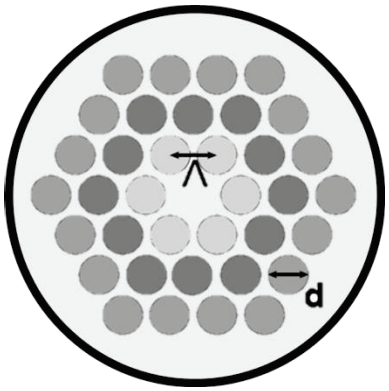

Figure 1.15 Schéma d'une fibre microstructurée en gris les trous d'air de diamètre *d* et espacé d'une distance *Λ*.

L'indice effectif de la gaine varie en fonction de la quantité d'air, ou du rapport air/silice dans la gaine. La répartition géométrique des trous d'air agit comme un filtre modal, les modes supérieurs fuient dans les trous d'air tandis que le mode fondamental est guidé dans le cœur. En jouant sur le diamètre des trous d'air et leurs espacements, nous pouvons précisément déterminer le nombre de mode se propageant dans le cœur de la fibre. Avec un choix judicieux de la taille des trous et de leurs espacements, nous parvenons à réaliser une différence d'indice de l'ordre de 10^{-4}.

La fréquence normalisée pour les fibres microstructurée est similaire aux fibres à saut d'indice (dans le cas où le cœur est composé d'un barreau manquant) [7]

$$V_{PCF} = \frac{2\pi\Lambda}{\lambda}\sqrt{n^2 - n_{eff}^2} \qquad \textbf{1.17}$$

Avec n_{eff} l'indice effectif de la gaine (air/silice), et Λ la distance entre deux trous d'air. Les fibres PCF conservent un caractère monomode, tant que leurs fréquences normalisées est inférieures à $V_{PCF} < \pi$.

Ces fibres ont permis une augmentation importante de la taille du mode fondamental propagé, sur la Figure 1.16 nous pouvons voir la face d'une fibre PCF dont le cœur fait 60 µm de diamètre, le faisceau de sortie est monomode. Donc nous repoussons la limite imposée par les effets non-linéaires, pour accroître les puissances crêtes extraites en sortie d'amplificateur laser.

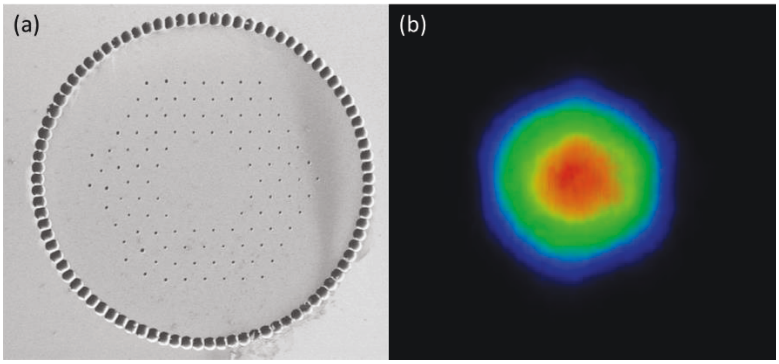

Figure 1.16 (a) visualisation d'une fibre PCF avec au centre le cœur dopé Yb^{3+}, autour les microstructures constituées des trous d'air et l'anneau fait de trous d'air constitue l'air clad pour le guidage de la pompe. (b) Visualisation du champ proche fondamental en sortie de fibre [8]

Pour le régime impulsionnel, les travaux de F. Di Teodoro et C. D. Brooks [9] ont permis d'obtenir une énergie de 4,3 mJ par impulsion pour des durées de 1 ns à un taux de répétition de 9,6 kHz. Le diamètre du cœur de la fibre est de 100 µm et est dopée Yb^{3+}.

1.4.2 Fibres LPF (Large Pitch Fiber)

Les fibres LPF sont très semblables aux fibres PCF, le but est d'accroître la taille du cœur pour extraire plus de puissance, elles possèdent également des microstructures fait de barreaux d'air. Mais contrairement aux fibres PCF, la distance séparant deux trous d'air consécutifs (pitch) est nettement plus grande (supérieur à 10 fois la longueur d'onde de travail). Pour les fibres PCF, le guidage du faisceau et son caractère monomode est assuré par un choix judicieux du rapport entre le diamètre des trous d'air et leur espacement (d/Λ).

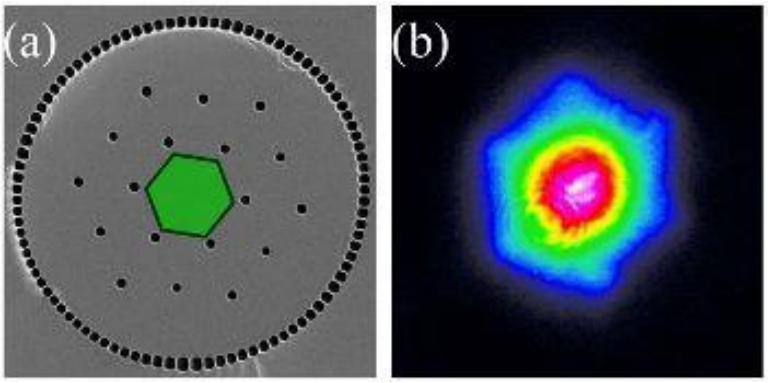

Figure 1.17 (a) Photo d'une face de la LPF avec le cœur en vert au niveau du défaut de la structure périodique et un air clad tout autour (b) visualisation expérimentale du profil du mode fondamental [10]

Les fibres LPF ont un caractère multimode, mais la conservation uniquement du mode fondamental en sortie de la fibre est possible grâce à la fuite des modes d'ordres élevées dans la gaine microstructurée. Quant au mode fondamental, il est confiné dans le cœur de la fibre ou se situe la zone de gain. La fuite des modes d'ordre élevé se fait par l'espacement périodique entre les trous d'air de la structure. Une représentation des pertes pour différents modes propagés dans une fibre LPF est visible sur la Figure 1.18 [11].

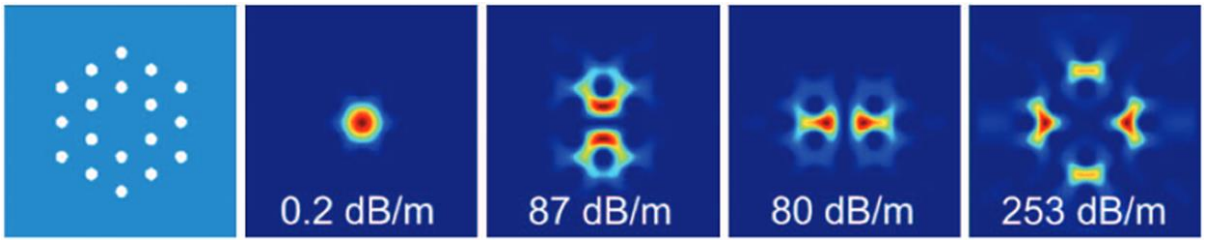

Figure 1.18 Etude des pertes par propagation pour différents modes dans une fibre LPF [11]

Ce type de fibre a permis d'obtenir de très fortes puissances en sortie, une démonstration a montré une puissance moyenne de sortie de 294 Watts, avec un faisceau monomode (M^2<1.4) pour un diamètre de mode de 62 µm en sortie de fibre [10] visible sur la Figure 1.17. En régime impulsionnel, un laser Q-switch dopé Yb^{3+} a permis d'obtenir des impulsions avec une énergie de 26 mJ pour une durée de 60 ns à un taux de répétition de 5 kHz. Le diamètre du cœur de la fibre est de 135 µm et la qualité du faisceau en sortie est limitée par diffraction (M^2<1.3) [12].

Néanmoins ces fibres optiques ne sont utilisables que sous forme de barreaux rigides et droits (Rod Type), car elles ne peuvent être courbées. De plus ces fibres peuvent être sujettes à certaines instabilités modales surtout en régime continu lorsque la charge thermique dans la fibre est importante [13].

1.4.3 Fibres à bande interdite photonique

Le principe des fibres à bande interdite photonique est apparu vers la fin des années 1970 [14], le guidage de la lumière repose sur une alternance périodique radiale de structure de haut et bas indice, créant un miroir de Bragg cylindrique. Il permet le confinement de l'onde dans le cœur de la fibre visible sur la Figure 1.19. Cette structure périodique crée des zones à bande interdite dans le maillage de la gaine, ce qui implique une propagation dans le cœur de la fibre pour des longueurs d'ondes prédéfinies par un phénomène dit anti résonnant.

Les modes d'ordres supérieurs sont rapidement éliminés du cœur (après 1 mètre de propagation), et vu que le mode fondamental est fortement confiné dans le cœur, nous pouvons courber la fibre pour faire fuir les modes d'ordres supérieurs sans détériorer le mode fondamental de la fibre.

La fibre présentée sur la Figure 1.19 est composée d'un cœur de bas indice et de plusieurs couronnes concentriques de haut indice (dopées au Germanium). Le confinement du mode fondamental dans le cœur de la fibre est réalisé en ajustant judicieusement l'écart entre les couronnes de hautes indices et leurs épaisseurs.

En 2008, une première démonstration d'une fibre à bande interdite photonique dopée Ytterbium a été réalisée [15] conservant un faisceau monomode à la sortie proche de la limite de diffraction (M^2~1.17) d'une puissance de 7 Watts continu, avec un diamètre de mode de 50µm.

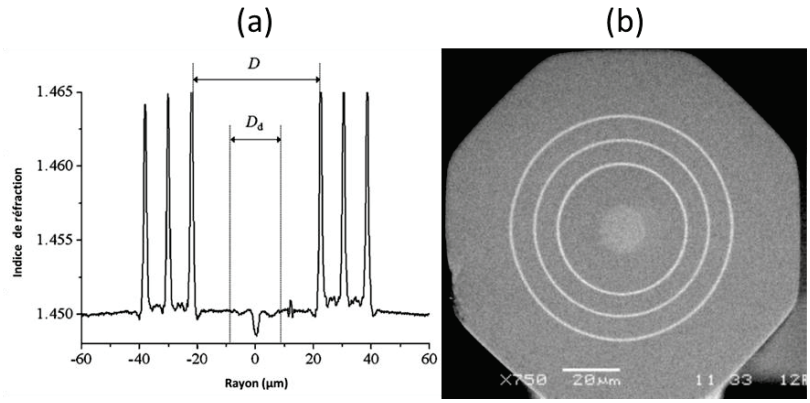

Figure 1.19 (a) Représentation de l'indice en fonction de la distance radiale de la fibre. Dd : zone dopée Yb3+, D : diamètre du cœur, les zones de haute indice correspondent aux inclusions visible en blanc sur la photo à côté. (b) Face de la fibre décrite précédemment

Plus récemment le développement des fibres de Bragg pixélisées est apparu. Le but de ces fibres est d'avoir une forte réjection des modes d'ordres supérieurs dans la gaine afin de réduire les longueurs des fibres de Bragg. La pixellisation est faite en remplaçant certains barreaux de hauts indices par des barreaux de silices. Comparé aux fibres de Bragg classiques, cela permet d'éviter d'avoir des modes d'ordres supérieurs confinés dans la gaine qui interfèrent avec le mode fondamental. La réjection des modes supérieurs est donc assurée par la structure des pixels de hauts indices constitués de barreaux de Germanium.

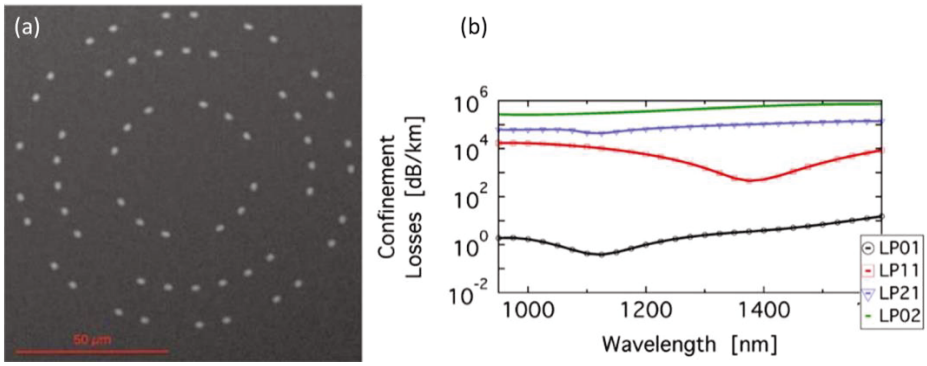

Figure 1.20 (a) Visualisation de la face d'une fibre de Bragg pixélisée monomode sur 700 nm dont le cœur possède un diamètre de 48.5 µm (les points blancs correspondent aux barreaux de Germanium). (b) Calcul des pertes subit par les modes d'ordres supérieurs comparées au mode fondamental [16].

La face d'une fibre de Bragg pixélisée réalisée par [16] est visible sur la Figure 1.20 (a) ainsi qu'une étude des pertes subies par les modes d'ordres supérieurs comparé au mode fondamental sur une large plage de longueur d'onde (700 nm).

Dans cette section, nous venons de voir différents types de fibres microstructurées, qui de par leur arrangement permettent d'augmenter le diamètre de mode de propagation. La conservation du mode fondamental se fait par la fuite des modes d'ordre supérieur dans la gaine. Malheureusement cette technique reste limitée, soit par l'apparition d'effets non-linéaires (à un seuil plus élevé que pour une fibre classique SMF28), soit par la perte du caractère monomode.

1.5 Combinaison de faisceaux pour les lasers de puissance

Dans la partie précédente, nous avons vu différentes fibres microstructurées à larges aires modales pour la conception de lasers de fortes puissances.

Néanmoins, Les limites imposées par les effets non linéaires dans les lasers à fibre pour obtenir des fortes puissances en sortie, même pour le cas des fibres à larges aires modales décrites précédemment, ont contraint les laboratoires à développer de nouvelles architectures d'amplification [17]–[21]. L'utilisation d'amplificateurs à fibres LMA reste toujours contrainte soit par une aire effective trop petite qui entraine des effets non linéaires indésirables [5], soit par l'apparition des modes supérieurs guidés dans le cœur de la fibre et la perte du caractère monomode [22]. Ainsi la mise en parallèle d'amplificateurs laser permet d'accroitre la puissance de sortie tout en évitant le seuil de non linéarité des fibres optiques.

Dans cette partie, nous allons montrer différents principes de combinaison de faisceaux, puis nous nous attarderons sur la combinaison cohérente spatiale de faisceaux. Enfin nous détaillerons les différentes formes d'architectures, puis nous finirons par les techniques permettant la mesure et la modulation de phase des différentes voies amplificatrices.

1.5.1 Différents principes de combinaison

Dans cette partie nous allons brièvement expliquer la combinaison incohérente de faisceaux, la combinaison cohérente temporelle, la synthèse spectrale (ou combinaison cohérente spectrale), puis nous finirons par la combinaison cohérente spatiale, c'est ce principe de combinaison cohérente qui sera utilisé pour confectionner le dernier étage d'amplification de la source MOPFA dans le cadre de la thèse.

1.5.1.1 Combinaison incohérente ou combinaison spectrale

La combinaison incohérente consiste à superposer des faisceaux sans interférences issus d'émetteurs distincts en champ proche ou lointain. La superposition ou recombinaison des faisceaux issus de différentes longueurs d'onde est faite sur un élément dispersif (multiplexeur, prisme, réseau de diffraction). Les *N* émetteurs doivent être disposés avec le bon angle d'incidence sur le réseau pour que la sommation des intensités puisse être faite. La principale limite de ce type d'architecture réside dans la tenue au flux optique de l'élément combineur dispersif (le réseau), ce qui limite le nombre de voies amplificatrices à mettre en parallèle. La combinaison incohérente est utilisée en mode intra-cavité ou extra-cavité comme sur la Figure 1.21.

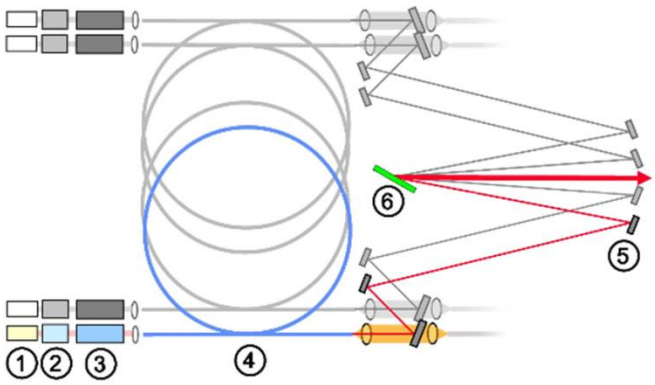

Figure 1.21 Schéma de principe de combinaison spectrale extra-cavité, avec la source (1), les deux étages de préamplification (2-3), l'amplificateur de puissance (4), un miroir (5), et le réseau (6) [23]

2 kW ont été obtenus [23], en sommant 4 laser MOPA allant de 1050 nm à 1065 nm. Le faisceau recombiné en sortie ne présente pas de forte dégradation M^2~1,8 comparé aux faisceaux en sortie des lasers M^2~1,6.

1.5.1.2 Combinaison cohérente temporelle

Le principe de la combinaison cohérente temporelle nommée DPA (Divided-Pulse Amplification) est de diviser temporellement une impulsion en plusieurs répliques pour former un train de répliques. Ce train d'impulsions est ensuite amplifié, puis les impulsions sont recombinées temporellement en sortie comme nous pouvons le voir sur la Figure 1.22. Cette technique ne nécessite pas d'avoir plusieurs amplificateurs en parallèles, toutes les impulsions vont suivre le même chemin optique, il n'y a donc plus de pertes dues à la recombinaison spatiale des faisceaux (erreur de pointé, de taille de faisceaux ou de recouvrement…). En revanche on peut avoir des problèmes de recouvrement temporel des différentes impulsions entre-elles.

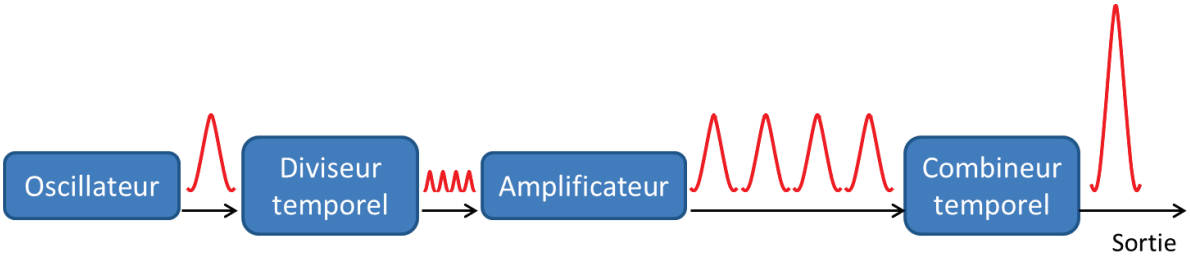

Figure 1.22 Schéma de principe de la combinaison cohérente temporelle

La division temporelle peut se faire en utilisant la biréfringence de certains cristaux [24] ($YV0_4$ par exemple), en exploitant la différence de vitesses de groupe correspondant aux deux axes propres. Lorsqu'une impulsion se propage dans le cristal avec un état de polarisation linéaire à 45° des axes propres, chaque partie de l'impulsion perçoit une partie des axes propres et se propage à la vitesse de groupe de l'axe considéré (ordinaire ou extraordinaire). Cela permet de générer un retard temporel et de créer deux répliques de polarisation croisée (90° l'une de l'autre) de l'impulsion initiale.

Ainsi le seuil d'apparition des effets non-linéaires est repoussé via le nombre de répliques créées, car la puissance crête est égale à la puissance crête de départ divisée par le nombre de répliques créées. Ce type d'architecture est très peu sensible aux perturbations de phase (acoustique ou thermique), en effet l'ensemble des répliques parcourt le même milieu à gain, compte tenu de la durée des impulsions (picoseconde ou femtoseconde) et de leur écart (de l'ordre de la dizaine de picoseconde), le chemin optique est strictement le même pour l'ensemble du train d'impulsion.

Il est également possible de faire de la division temporelle à partir de lignes à retard, de polariseurs et de lames demi ondes, afin de diviser des impulsions plus longues (~ns) [25], [26].

1.5.1.3 Synthèse spectrale (ou combinaison cohérente spectrale)

La synthèse spectrale s'applique uniquement au régime impulsionnel court (femtoseconde). Tout comme les autres méthodes de combinaison cohérente, cette architecture a l'avantage de minimiser les effets non-linéaires durant le processus d'amplification par séparation spatiale des faisceaux. Mais dans ce cas nous nous intéressons au rétrécissement spectral par le gain, en effet les impulsions courtes possèdent un large spectre (~nm), ou chaque composante spectrale doit être amplifiée de façon homogène. Hors le gain perçu par l'impulsion dépend de la forme du spectre d'émission de l'ion terre rare dopant la matrice vitreuse ou le cristal.

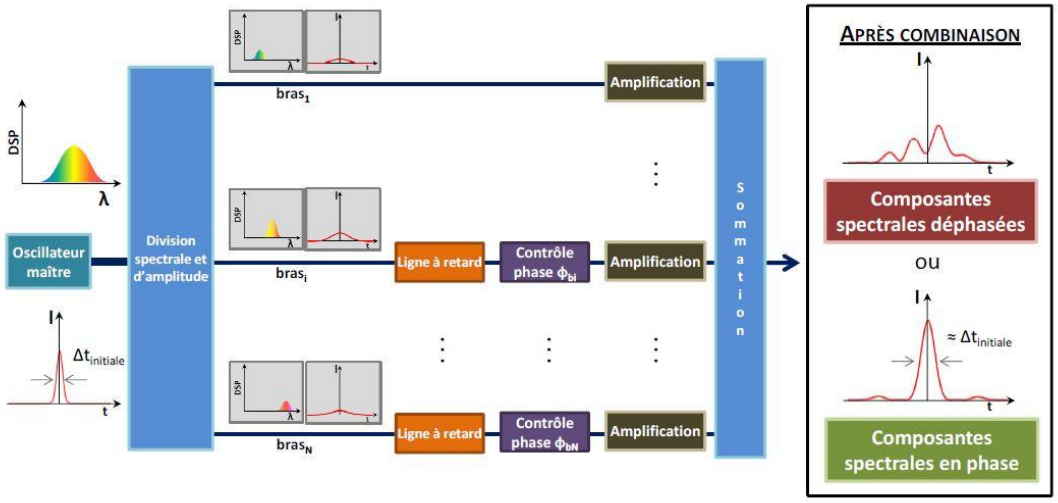

Figure 1.23 Schéma de principe de la combinaison cohérente spectrale. [27]

Le principe de la combinaison cohérente spectrale est visible sur la Figure 1.23 [27]. Un oscillateur produit des impulsions femtosecondes, une impulsion est découpée spectralement et spatialement sur plusieurs bandes spectrales. Chacune des voies prédécoupées est amplifiée avec le même gain en sortie, la découpe spectrale et spatiale permet de réduire l'énergie contenue dans chaque amplificateur pour réduire le confinement de l'impulsion et minimiser les effets non-linéaires. Il est à noter que la largeur temporelle des impulsions se propageant dans les amplificateurs est plus longue que pour l'impulsion initiale, la largeur spectrale de l'impulsion est reliée par transformée de Fourier à la durée temporelle de l'impulsion (un spectre moins large induit un allongement dans le domaine temporel). A la sortie des amplificateurs, les impulsions sont recombinées spatialement et spectralement (effectuant l'opération inverse du module de découpe spectrale) pour ne former qu'un seul faisceau. Chaque voie est équipée d'un modulateur de phase et d'une ligne à retard, pour assurer la mise en phase des canaux et diminuer la différence entre les temps de groupe.

Des travaux [28] ont démontrés la synthèse spectrale d'impulsions issues de 12 voies amplificatrices contenues dans une fibre multicœurs.

1.5.1.4 Combinaison cohérente spatiale

Le principe de combinaison cohérente visible sur la Figure 1.24 consiste à séparer spatialement une impulsion issue d'un oscillateur maître en *N* répliques, chacune de ces répliques est amplifiée, il y a autant d'amplificateurs que de répliques. Après amplification, les *N* répliques sont superposées spatialement à la sortie des amplificateurs et de façon cohérente. C'est-à-dire par interférences constructives en mettant en phase l'ensemble des répliques de sortie. Les impulsions amplifiées possèdent le même profil spectral, temporel, spatial et le même état de polarisation. Le faisceau recombiné possède les mêmes caractéristiques que l'impulsion initiale.

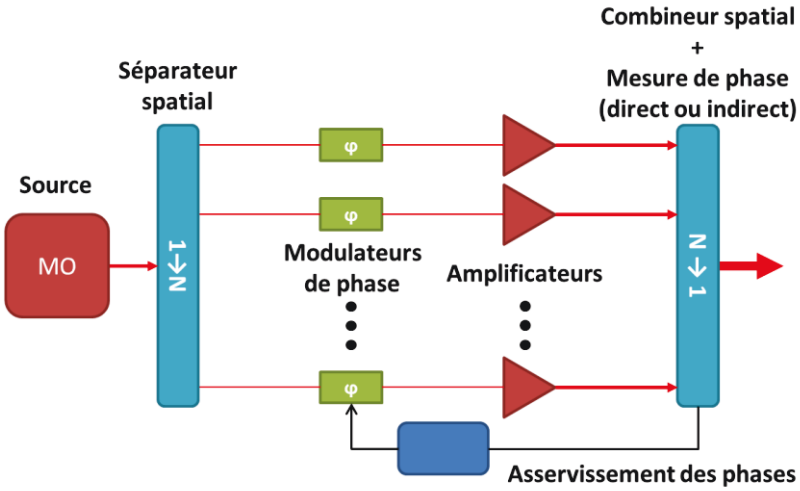

Figure 1.24 Schéma de principe de la combinaison cohérente de faisceaux

Le but de ce type de montage est d'augmenter la puissance en sortie du système, ou la puissance recombinée grâce aux *N* amplificateurs montés en parallèles. Dans un montage classique type MOPA ou les amplificateurs sont placés en série, la puissance maximale de sortie pouvant être extraite est limitée par l'apparition d'effets non-linéaires. La non-linéarité se cumule lorsque les amplificateurs sont placés dans une configuration série. Dans une architecture de combinaison cohérente (mise en parallèle des amplificateurs), l'augmentation de la puissance de sortie se traduit par l'accroissement du nombre d'amplificateurs sans qu'aucun d'eux n'atteignent le seuil de non-linéarité, et la puissance combinée est égale *N* fois la puissance en sortie d'un amplificateur.

La recombinaison spatiale en sortie peut se faire en champ proche en superposant les faisceaux à combiner [29], [30], ou en champ lointain par propagation des faisceaux (ou remplissage de la pupille) [31], [32]. Cela dépend de l'architecture mise en place.

1.5.1.5 Architectures passive de mise en phase pour la combinaison cohérente spatiale

La combinaison cohérente passive est opposée à la combinaison cohérente active (dont nous parlerons par la suite), il n'y a pas de boucle d'asservissement avec un contrôle des phases. Elle est réalisée dans la majorité des cas intra-cavité, et la mise en phase des différentes voies est réalisée par auto-arrangement. Cette dernière est composée de plusieurs bras amplificateurs en parallèles,

Pour qu'il y ait combinaison cohérente passive, les différentes voies du laser doivent osciller sur le mode longitudinal qui présente le moins de perte pour la cavité. La fréquence d'oscillation est propre à l'ensemble des voies (ou sous cavités). La stabilisation de la puissance de sortie est rendue possible pour un espacement des modes de la cavité inférieur à la largeur de gain du laser. Pour espacer suffisamment les modes chacune des deux sous cavités doivent avoir une différence de longueur de l'ordre du millimètre, ainsi la combinaison sera plus efficace [33], [34].

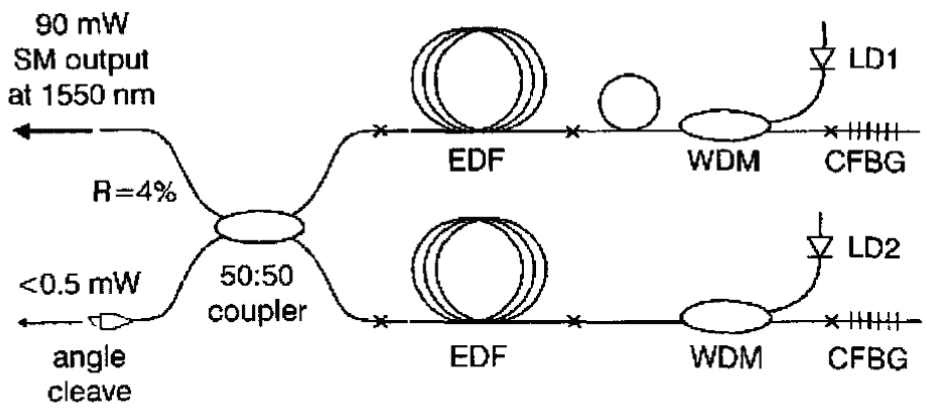

Figure 1.25 Combinaison cohérente intra-cavité [35] de 2 fibres dopées erbium en configuration Michelson

Dans le schéma précédent (Figure 1.25), les deux bras de l'interféromètre correspondent aux amplificateurs dopés erbium (EDF). Les deux amplificateurs sont équipés en leurs bouts d'un réseau de Bragg fibré à haute réflectivité (CFBG), les deux voies sont pompées cœur par des diodes lasers (LD) émettant à 980 nm et injectées par des multiplexeurs en longueurs d'onde (WDM). Les deux faisceaux amplifiés sont réunis sur un coupleur 50/50, une des sorties du coupleur correspond à l'émission laser avec une face qui réfléchit 4% tandis que l'autre voie de sortie est clivée avec un angle pour éviter un retour résonné dans la cavité. La combinaison des voies est assurée lorsque la puissance de sortie du côté où la fibre est clivée avec un angle est très faible (< 0,5 mW). Sur l'autre face, le laser produit 90 mW en sortie [35].

Une technique permet la mise en phase passive d'amplificateurs extra-cavités [26], utilisant un interféromètre de Sagnac. Le principe général de fonctionnement est illustré sur la Figure 1.26.

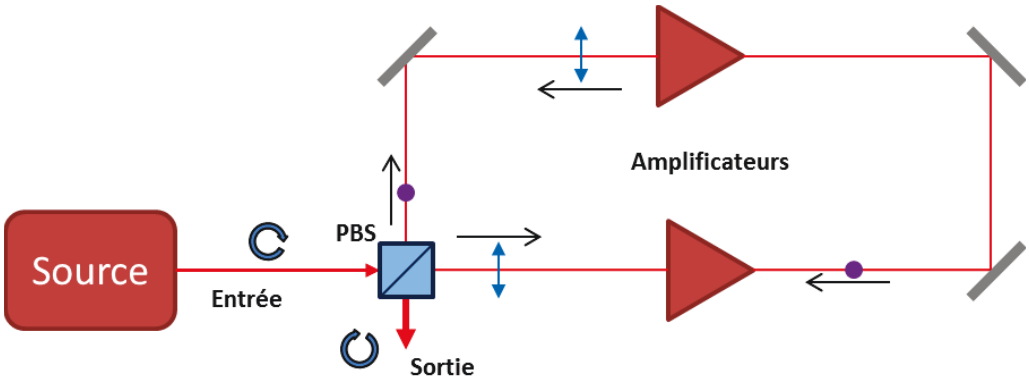

Figure 1.26 Combinaison cohérente passive dans un interféromètre de Sagnac sur un système MOPA

Un cube séparateur de polarisation (PBS) divise une impulsion en deux suivant chaque axe du cube polariseur, chacune de ces impulsions parcourent exactement le même chemin optique, elles acquièrent la même phase, et subissent le même gain au travers des deux amplificateurs. A la sortie, les impulsions interfèrent constructivement sur le cube séparateur. En implémentant un montage DPA en amont de l'interféromètre de Sagnac, une énergie de 1,1 mJ a été obtenue pour des impulsions de 300 fs [26].

Il est possible de créer des architectures de Sagnac permettant la combinaison cohérente passive d'un plus grand nombre de voies [21].

Nous venons de voir plusieurs principes de combinaison, qu'il soit incohérent ou cohérent, nous allons maintenant nous intéresser plus particulièrement aux architectures de combinaison cohérente spatiale. C'est ce principe de combinaison qui sera utilisé dans le cadre de la thèse.

1.5.2 Architectures de combinaison cohérente spatiale

La combinaison cohérente correspond à un interféromètre à *N* bras, ainsi elle est très sensible au bruit environnant, qu'il soit thermique (entre 0 Hz et 100 Hz) ou acoustique (entre 20 Hz et 100 kHz). De plus la géométrie cylindrique de la fibre lui procure une grande surface d'échange avec l'environnement, pratique pour dissiper l'énergie thermique lors de fort pompage, mais désavantageux lors d'un montage interférométrique. Le bruit (thermique ou acoustique) perturbe la phase du signal et crée des déphasages entre les voies (Figure 1.27). Pour le cas d'amplificateurs fibrés décorrélés (distinct) le profil d'intensité en champ lointain fluctue rapidement en raison des variations de phases aléatoires en sortie d'amplificateurs à cause du bruit environnant, voir la Figure 1.28-(b).

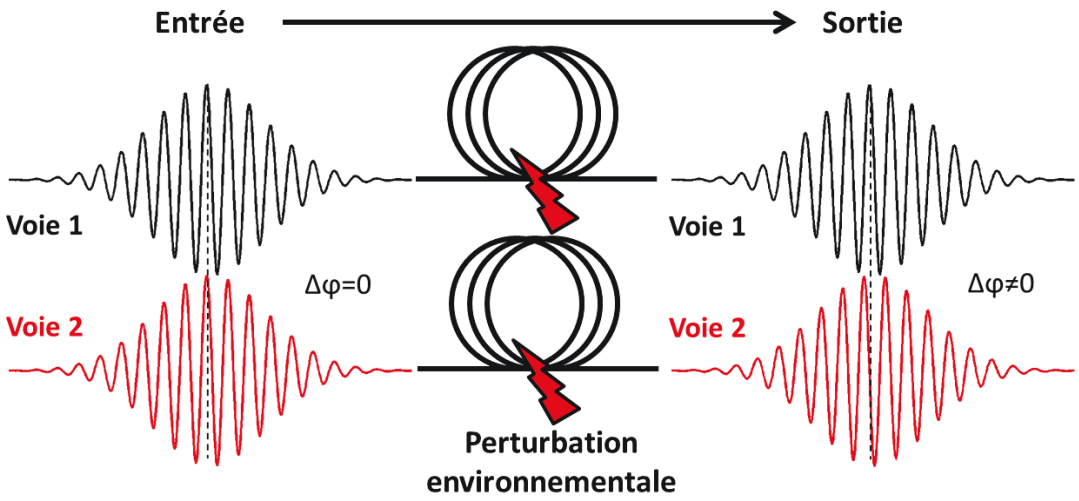

Figure 1.27 Schéma de principe de la différence de phase entre deux impulsions issues de deux voies distinctes.

Il apparait donc évident qu'un contrôle des phases relatives entre les différents canaux à recombiner est à mettre en place pour obtenir des interférences constructives en sortie, voir la Figure 1.28-(c). Il existe deux solutions, mettre un composant actif sur chacun des bras pour contrôler et imposer la phase, ou utiliser une architecture qui assure une mise en phase de façon passive par auto arrangement des phases relatives., comme on a pu le voir dans la partie 1.5.1.5.

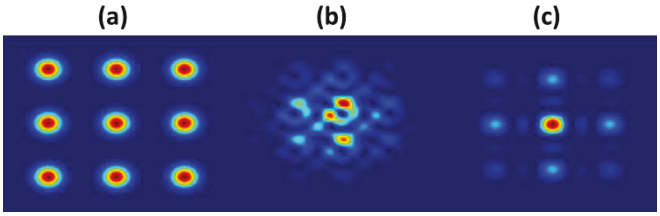

Figure 1.28 Arrangement de la pupille en champ proche (a) et le champ lointain associé lorsque les voies sont déphasées (b) et en phase (c).

Dans le cadre de la combinaison cohérente de faisceaux, le déphasage entre les voies se traduit par une baisse de l'efficacité de combinaison et donc de la puissance dans le faisceau utile.

Des études ont été menées [36], [37] pour déterminer et quantifier les différents paramètres affectant la qualité de combinaison cohérente. La mise en phase, l'état de polarisation, la superposition des faisceaux, leurs qualités spatiales, l'homogénéité énergétique entre les canaux… sont autant de paramètres pouvant dégrader la qualité de la combinaison cohérente. Un récapitulatif des pertes liées à la combinaison cohérente de faisceaux a été proposé par [36], et est visible sur la Figure 1.29 suivante.

RMS Parameter Variation	Combining Loss, $1-\eta$	Value for 1% Loss	Schematic	Notes
Piston phase, σ_ϕ	σ_ϕ^2	$\sigma_\phi = 0.1$ rad	$\delta\phi$	Also applies to non-common path, intensity-weighted wavefront aberrations
Power fraction, σ_P/P	$\frac{1}{4}(\sigma_P/P)^2$	$\sigma_P/P = 20\%$	δP	$P \sim A^2$, so $\delta P \sim 2\delta A$; hence $\sigma_P/P = 2\sigma_A/A$
Optical path mismatch, $c\sigma_\tau$	$\frac{\pi^2}{2\ln(2)}\Delta f_{FWHM}^2\sigma_\tau^2$	$\Delta f_{FWHM} = 11$ GHz, $c\sigma_\tau = 1$ mm	$c\delta\tau$	Loss due to dephasing between beams
Polarization angle, σ_χ	σ_χ^2	$\sigma_\chi = 0.1$ rad	E_x, $\mathbf{E}$, $\delta\chi$	Equivalent to depolarized power loss
Fractional spot displacement, σ_x/W	$2\ln(2)(\sigma_x/W)^2$	$\sigma_x/W = 7\%$	δx	δx = beam position error W = FWHM spot size
Fractional spot size, σ_W/W	$(\sigma_W/W)^2$	$\sigma_W/W = 10\%$	$\delta W/2$	W = FWHM spot size
Fractional pointing, σ_θ/Θ	$2\ln(2)(\sigma_\theta/\Theta)^2$	$\sigma_\theta/\Theta = 7\%$	$\delta\theta$	$\delta\theta$ = beam pointing error Θ = FWHM divergence
Fractional divergence, σ_Θ/Θ	$(\sigma_\Theta/\Theta)^2$	$\sigma_\Theta/\Theta = 10\%$	$\delta\Theta/2$	Θ = FWHM divergence

Figure 1.29 Tolérances spatiales et spectrales d'alignement et d'uniformité pour la combinaison de faisceaux gaussiens [36].

Nous pouvons retenir de la figure précédente que certains paramètres affectent plus l'efficacité de combinaison, une erreur de phase ou de polarisation de 0,1 radians RMS entraine une chute de 1% de l'efficacité de combinaison. Tandis qu'il faut 20% de différence de puissance pour réduire l'efficacité de combinaison de 1%. La dimension des faisceaux à recombiner, leurs directions de propagation (pointé) ou une mauvaise superposition des faisceaux entre eux… sont autant de paramètres dégradant la recombinaison de faisceau.

Pour la combinaison cohérente en régime impulsionnel court, d'autres paramètres entrent en jeu, les différences de temps de groupe, la dispersion de vitesse de groupe et la dispersion chromatique affecte la qualité de recombinaison.

La combinaison cohérente de faisceaux peut être dégroupée en 2 architectures, que l'on va expliquer dans la partie suivante, le remplissage de pupille et la superposition de faisceau.

1.5.2.1 Le remplissage de pupille (combinaison en champ lointain)

Dans une architecture en remplissage de pupille, l'ensemble des répliques amplifiées sont placées les unes à côtés des autres suivant un maillage prédéfini (carré, hexagonal, en ligne…). La combinaison des faisceaux entre eux se fait par interférences lors de la propagation en champ lointain [31], [38]. L'efficacité de recombinaison en champ lointain dépend de leur répartition en champ proche (en sortie d'amplificateur) [32], [39]. Les faisceaux en champ proche sont collimatés à partir d'une matrice de microlentille, comme on peut le voir sur la Figure 1.30.

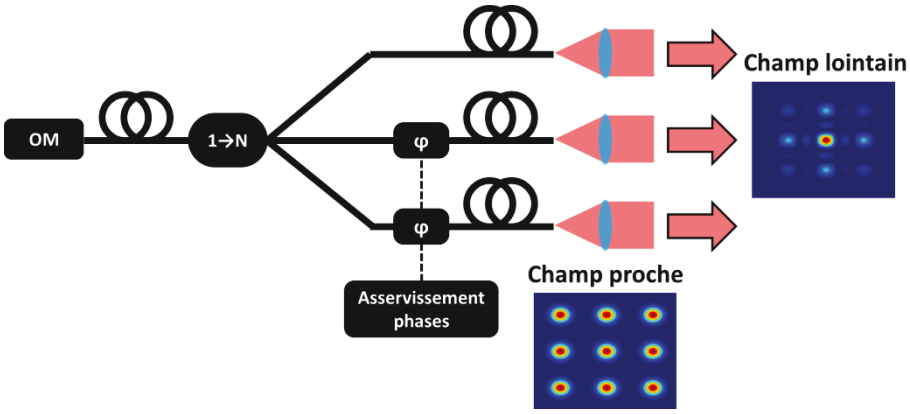

Figure 1.30 Schéma de la configuration en remplissage de pupille

Lors de la propagation, les faisceaux se recouvrent entre eux et interfèrent, lorsque l'ensemble des voies est en phase, la puissance contenue dans le faisceau central en champ lointain est maximisée. Le profil angulaire du champ lointain correspond à la transformée de Fourier de l'arrangement de la pupille en champ proche. Les lobes secondaires visible sur la Figure 1.30 représentent les pertes à la recombinaison et sont des résidus de diffraction. La répartition spatiale et énergétique des lobes secondaires dépend de la forme (carrée, hexagonale, en ligne…) et du remplissage (distance entre les faisceaux) de la pupille en champ proche. En rapprochant les émetteurs entre eux, nous minimisons la puissance dans les lobes secondaires et nous accroissons la puissance combinée dans le faisceau central.

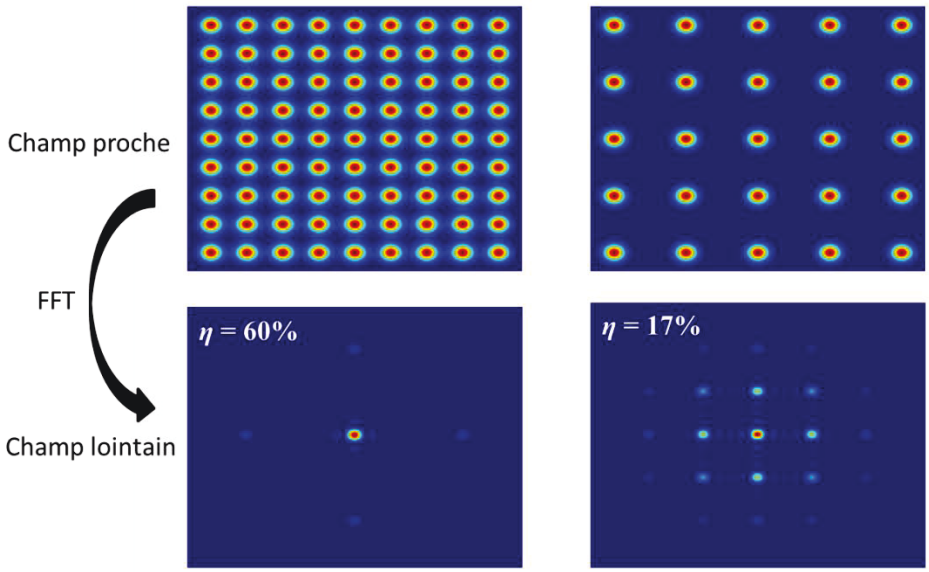

Figure 1.31 Représentation du remplissage de la pupille pour accroitre l'efficacité de combinaison (plus les émetteurs sont distants les uns des autres, moins il y aura d'énergie dans le faisceau central)

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 1.31, un écart important entre les émetteurs entraine l'apparition de lobes secondaires, réduisant la puissance contenue dans le lobe central et par conséquent l'efficacité de combinaison.

La forme de la pupille joue un rôle important pour l'amélioration du profil en champ lointain. Nous pouvons agencer un maillage de fibre de manière carré, rond, hexagonal ou en « pommeau de douche »…

Il a été montré que la répartition hexagonale des émetteurs en champ proche procure une meilleure efficacité de combinaison que les pavages de type carré ou en pommeau de douche [40], car il permet un taux de remplissage optimal de la pupille en champ proche pour des faisceaux gaussiens.

L'avantage de ce genre d'architecture est de pouvoir juxtaposer un grand nombre de fibres les unes à côtés des autres, il s'agit de cette architecture retenue dans le cadre du projet ICAN [41], [42], qui consiste à juxtaposer plusieurs milliers de fibres les unes à côté des autres.

1.5.2.2 La superposition des faisceaux (combinaison en champ proche)

La combinaison cohérente par superposition de faisceau à lieu en champ proche, le principe consiste à utiliser plusieurs séparateurs de faisceau (beam-splitter), pour superposer deux faisceaux entre eux. Nous distinguons deux méthodes pour la superposition de faisceaux, soit par propagation en espace libre, soit par propagation guidée (dans une fibre).

La superposition en espace libre s'effectue soit avec des séparateurs de faisceaux (Figure 1.32-(a)) par réflexion/ transmission, une voie de sortie sert à optimiser la puissance combinée par interférences constructives tandis que l'autre correspond à une voie de fuite où a lieu les interférences destructives [43], [44]. Soit en utilisant les états de polarisations des faisceaux à combiner à l'aide de polariseur et de lame demi-onde (Figure 1.32-(b)) [29], [45].

Nous pouvons aussi recombiner les faisceaux en champ proche par diffraction, en faisant interférer constructivement les faisceaux sur un élément optique de diffraction (DOE), voir la Figure 1.32-(d). Le DOE est utilisé pour la séparation ou la recombinaison de *N* faisceaux. Chacun des faisceaux est diffracté avec un

angle et représente un ordre de diffraction. La conception du profil de phase du DOE permet de déterminer le nombre d'ordres diffractés, la puissance dans chacun des ordres, les angles formés entres ces ordres, ainsi que l'efficacité de diffraction. Pour recombiner spatialement plusieurs émetteurs sur un DOE, il suffit que chaque faisceau arrive avec le bon angle sur le DOE, et que l'ensemble des voies soient en phase pour créer des interférences constructives dans l'ordre 0 du DOE et ainsi optimiser la puissance combinée [30], [46]–[48].

Pour la superposition en guide d'onde, nous pouvons utiliser des coupleurs optiques qui viennent combiner les faisceaux deux à deux (Figure 1.32-(c)). Il est également possible de recombiner des faisceaux par effet Talbot [49], dans des guides d'onde appropriés.

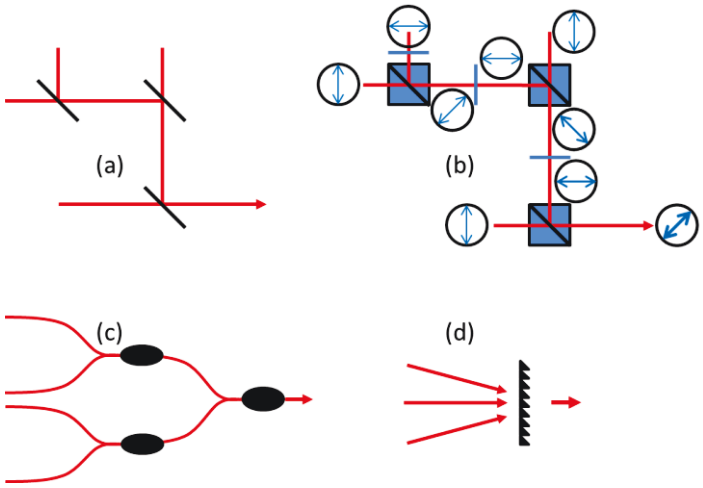

Figure 1.32 Représentation des différentes architectures de recombinaison par superposition de faisceaux (a) par séparateur de faisceau, (b) par état de polarisation, (c) à l'aide de coupleurs optiques, (d) par diffraction en utilisant un DOE

Néanmoins, l'utilisation de coupleurs ne convient pas aux applications de fortes puissances crêtes, car nous atteindrions très rapidement le seuil d'apparition des effets non-linéaires. Pour le cas ou nous recombinerions dans des fibres à très larges aires modales (voir multimode), nous perdrions le caractère monomode du faisceau recombiné en sortie.

La recombinaison en champ lointain décrite précédemment permet de combiner facilement un grand nombre d'émetteurs. En revanche, l'efficacité de combinaison expérimentale dépasse rarement 50%, car elle dépend de l'arrangement des émetteurs, de leurs défauts d'alignements et du taux de remplissage de la pupille. La recombinaison en champ proche nécessite un alignement précis des émetteurs à combiner. Cette technique est donc moins adaptée à la recombinaison d'un grand nombre d'émetteurs. Mais elle est généralement plus efficace expérimentalement en terme de combinaison (> 70%) que la technique par remplissage de pupille.

Nous allons maintenant nous intéresser aux techniques servant à la mesure de phase pour des systèmes de combinaison cohérente de faisceaux. Puis nous verrons les systèmes de modulation de phase qui permettent d'appliquer des déphasages entre deux voies distinctes.

1.5.3 Techniques de mesure des phases

De nombreuses architectures de combinaison cohérente se font par un contrôle actif des phases de chacune des répliques à amplifier. Pour assurer la mise en phase, des modulateurs de phase sont placés sur chaque branche en amont des amplificateurs, ils doivent permettre d'appliquer un déphasage d'au moins 2π

à la longueur d'onde du signal amplifié. Un détecteur sert à mesurer la qualité de mise en phase du système et via un asservissement électronique, des nouvelles phases sont appliquées aux modulateurs pour corriger les variations de phases dues aux bruits acoustiques ou thermiques.

La bande passante du système d'asservissement doit être suffisamment grande pour verrouiller les phases en sortie d'amplificateur Généralement, une mesure du bruit de phase de l'amplificateur permet de déterminer la largeur de la bande passante minimale à avoir, pour permettre la mise en phase des voies et réduire le bruit de phase résiduelle.

Dans cette sous partie, nous listons les différentes techniques de mesure de phase et d'asservissement pour les systèmes de combinaison cohérente par contrôle actif de la phase. On distingue deux catégories, la mesure directe des phases, où l'on peut connaître le déphasage de chaque voie par rapport à une voie de référence, ou par rapport à ses proches voisins. La mesure indirecte, ou l'ensemble des voies interfèrent entre elles sur une seule photodiode, des corrections de phases servent à optimiser l'efficacité de combinaison.

1.5.3.1 Méthode directe

- Détection hétérodyne optique

Le principe de la détection hétérodyne optique, est de faire interférer une voie de référence issue de l'oscillateur maître avec les faisceaux amplifiés en champ proche. La voie de référence est décalée en fréquence par un modulateur acousto-optique, les faisceaux recouvrent l'ensemble des canaux amplifiés et chaque canal est muni d'une photodiode qui transforme l'intensité reçue en tension dépendante du temps. La modulation du signal sinusoïdal capté est amplifiée et saturée pour être comparée au signal radio fréquence pilotant le modulateur acousto-optique. L'écart entre le signal et la référence est proportionnel au déphasage de l'onde par rapport au faisceau de référence. Le signal corrigé est envoyé au modulateur de phase correspondant, qui applique un déphasage temporel de l'onde, pour la mettre en phase avec l'onde de référence, comme on peut le voir sur la Figure 1.33. Chaque voie est mise en phase indépendamment des autres.

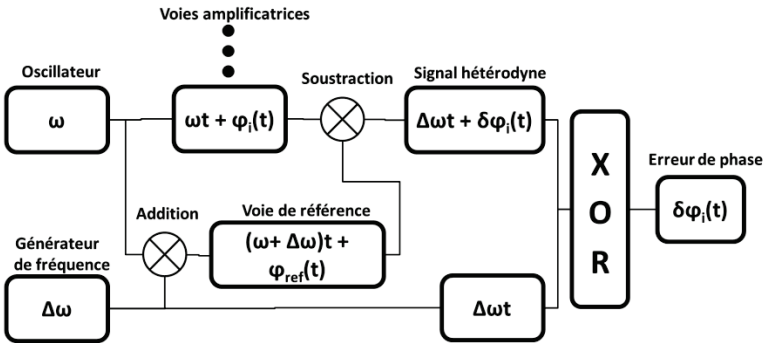

Figure 1.33 Schéma du principe de la mesure de phase par détection hétérodyne [50]

Cette technique permet d'obtenir une bande passante supérieure à 10 kHz avec des variations de phase inférieures à 0.1 rad. Chaque canal nécessite une photodiode accompagnée de son système électronique, ce qui permet la combinaison d'un grand nombre de voies. La mise en phase par détection hétérodyne a été implémentée sur des systèmes de combinaison cohérente munis d'amplificateurs à cristaux ou à fibres [48], [51], [52].

- Interférométrie de frange

L'interférométrie de frange utilise un faisceau de référence pour effectuer la mesure des phases. Ici nous utilisons les franges spatiales issues des interférences entre un maillage de faisceaux et le faisceau de

référence. La mesure de phase est faite en champ proche, elle est effectuée par interférométrie de frange entre les voies de sortie et une voie de référence, la translation des franges dans la figure d'interférence indique la valeur de la phase relative (voir Figure 1.34 (b)). Un capteur équipé d'une matrice de pixels suffit à enregistrer l'ensemble des figures d'interférences pour faire la mesure des déphasages. Un calcul par transformée de Fourier permet de mesurer les écarts entre les différentes phases.

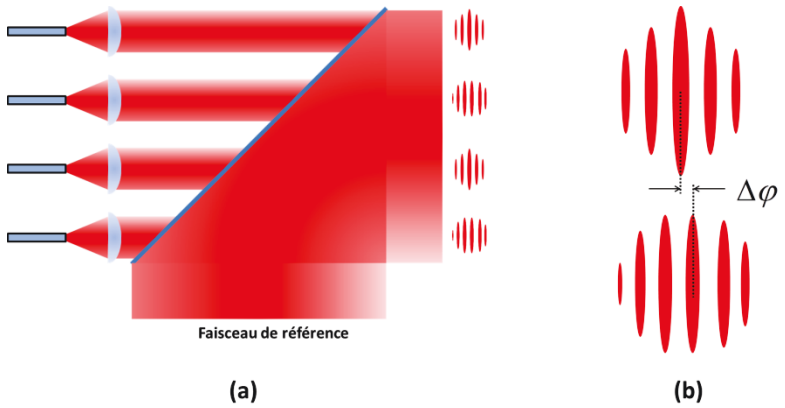

Figure 1.34 (a) Schéma de principe de mesure de phase par interférométrie de frange (b) deux figures d'interférences décalées de $\Delta\phi$

On peut noter la mise en phase de 16 fibres amplificatrices [53], avec un bruit de phase résiduelle de $\lambda/60$, la mesure de phase est faite par corrélation entre les franges expérimentales captées par le CCD et une bibliothèque de franges simulées. Dans le cadre du projet XCAN la recombinaison de 19 fibres passives a été démontrée, avec une phase résiduelle inférieure à $\lambda/60$ [38].

- Interférométrie à décalage latéral

Le principe est de former des franges d'interférences des *N* faisceaux en champ proche. Contrairement au cas précédent, ici il n'y a pas de faisceau référent. Une mesure relative des phases est faite entre deux faisceaux juxtaposés. Pour cela nous prélevons une partie du champ proche collimaté avant recombinaison, puis nous mettons en place un élément diffractant qui va créer plusieurs répliques de chaque faisceau incident. Les répliques sont diffractées avec un angle et donc leurs positions translatées par rapport au faisceau initial. Ainsi, lorsque l'on oriente correctement le réseau de diffraction, les répliques d'un faisceau se superposent avec celles de son voisin créant des franges d'interférences [54]. Par exemple pour un maillage de fibre carré (voir Figure 1.35), on utilise un réseau de diffraction créant 4 répliques orientées à 45° par rapport au maillage, deux répliques vont interférées avec celles des deux voisins horizontaux, idem pour les deux autres faisceaux voisins verticalement. Ainsi, il est possible de remonter au déphasage d'une voie par rapport à l'autre sur l'ensemble du maillage.

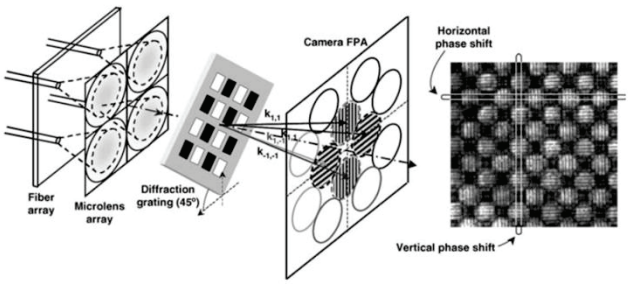

Figure 1.35 Schéma de principe de la mesure de phase par décalage quadrilatéral, l'image de gauche correspond à la figure d'interférence permettant la mesure relative des phases entre les canaux [54].

En utilisant un capteur CCD pour enregistrer la figure d'interférence, nous pouvons remonter aux déphasages des voies entre-elles. En effectuant un traitement des interférogrammes par transformée de Fourier ou par corrélation (en comparant avec une bibliothèque d'interférogramme prédéfinies).

La mise en phase d'un nombre record de 64 fibres a été démontrée [55], la mesure des déphasages est faite par interférométrie à décalage quadrilatéral (création de 4 répliques). Une phase résiduelle de λ/10 a été obtenue avec ce système.

1.5.3.2 Méthode indirecte

- SPGD (Stochastich Parallel Gradient Descent)

Le SPGD est une technique d'optimisation qui consiste à accroitre la puissance combinée (ou l'efficacité de diffraction) sur un détecteur unique. La puissance combinée est maximale lorsque l'ensemble des voies sont en phase.

Pour augmenter la puissance recueillie sur le détecteur, nous appliquons des petites perturbations de phase aléatoires aux *N* modulateurs de phase. A partir d'une fonction d'optimisation basée sur la puissance reçue sur le détecteur, nous déterminons les nouvelles phases à appliquer aux *N* modulateurs de phase. Cette technique ne nécessite pas de mesure de phase, les voies sont en phases lorsqu'il y a interférences constructives entre les *N* canaux et donc lorsque la puissance combinée atteint sa valeur maximale.

La fonction d'optimisation notée *J* correspond à la puissance à combiner reçue sur le détecteur, on note δu_i les perturbations de phases appliquées aux valeurs des phases u_i des modulateurs. Nous mesurons la puissance reçue par le détecteur lorsque l'on ajoute les perturbations aux valeurs des phases ($J^+ = u_i + \delta u_i$), nous faisons la même chose en soustrayant les perturbations aux valeurs des phases initiales, ($J^- = u_i - \delta u_i$). Ainsi nous calculons la différence δJ entre la fonction d'optimisation « positive » (J^+) et « négative » (J^-), ce qui nous permet de calculer les nouvelles valeurs des phases à appliquer pour optimiser la puissance combinée en sortie et donc la mise en phase.

$$u_i^{'} = u_i + \gamma \cdot \delta u_i \cdot \delta J \qquad \textbf{1.18}$$

Ou γ représente le gain du système et doit être positif, dans le cas d'une maximisation de la puissance combinée. Une forte valeur de gain permet d'atteindre la mise en phase rapidement en régime transitoire (début de la mise en phase), mais présentera des fortes fluctuations d'intensité (dû aux fluctuations des phases) en sortie lorsque le système est en régime permanent (mise en phase atteinte). Une faible valeur de gain produira les effets inverses, un régime transitoire très long avec une mise en phase difficile à atteindre, mais très peu de fluctuations une fois le régime permanent atteint.

En revanche, la bande passante du système de contrôle SPGD est inversement proportionnelle au nombre de voies à combiner [56]. Nous pouvons tout de même noter la recombinaison expérimentale de 48 émetteurs par SPGD, avec une phase résiduelle mesurée de λ/30 en boucle fermée [50], [56].

- LOCSET (Look of Optical Coherence by a Single-detector Electronic-frequency Tagging)

La technique LOCSET consiste à marquer en fréquence les voies à combiner à l'aide de modulateur de phase. Le signal d'interférence entre les *N* voies est envoyé sur une photodiode. Le courant électrique reçu est démodulé afin d'identifier chaque voie et de mesurer son déphasage. Les nouvelles phases calculées sont ensuite appliquées aux *N* modulateurs de phase. La technique LOCSET peut être auto référencée, en utilisant une des voies à combiner comme voie de référence, cette dernière n'est donc pas marquée en fréquence. Ou auto synchronisé, en mesurant les écarts de phases relatifs entre les *N* voies et verrouiller l'ensemble des phases sur une valeur prédéfinie ou sur une des voies.

La combinaison de 32 voies amplificatrices mise en phase avec la technique LOCSET a été démontrée avec une phase résiduelle de λ/71 visible sur la Figure 1.36 [19], [57].

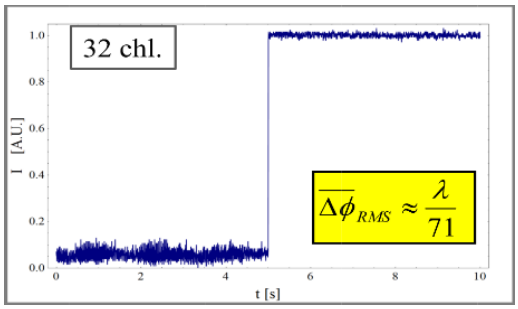

Figure 1.36 Mesure expérimentale de l'intensité combinée par mise en phase avec la technique LOCSET en champ lointain de 32 émetteurs [57]

Ces deux dernières techniques n'utilisent qu'un seul détecteur pour effectuer la mise en phase de l'ensemble des voies (les faisceaux interfèrent tous sur le détecteur).

Les méthodes indirectes, sont des méthodes faciles à mettre en place expérimentalement puisqu'elles nécessitent un seul détecteur pour assurer la mise en phase (à noter que la technique LOCSET requiert une démodulation du signal reçu). Ces méthodes de gradient (type SPGD) subissent une réduction de la bande passante lorsque l'on augmente le nombre de voie. Les méthodes directes ne subissent pas de réduction de bande passante avec l'augmentation du nombre de voie. Mais cela nécessite la mise en place d'un montage interférométrique pour obtenir le déphasage entre deux faisceaux.

1.5.4 Techniques de modulation de phase

En fonction du type d'architecture mis en place, il existe différentes solutions techniques qui permettent de moduler ou de retarder la phase d'une onde optique. Dans certaines configurations en espace libre[27], [58], le modulateur de phase peut également servir à l'injection du faisceau dans les différents amplificateurs.

- Injection fibrée

Pour les systèmes intégralement fibrés, nous utilisons des modulateurs de phase fibrés. Généralement formés de cristaux non-linéaires (dont le niobate de lithium LiNbO3), un modèle est visible sur la Figure 1.37. Le principe de fonctionnement est basé sur un effet électro-optique (ou effet Pockels). L'effet Pockels est une réponse linéaire de la biréfringence dans le milieu, proportionnelle au champ électrique appliqué. Cela permet d'induire un retard de phase d'au moins 2π à l'onde optique se propageant au travers du cristal.

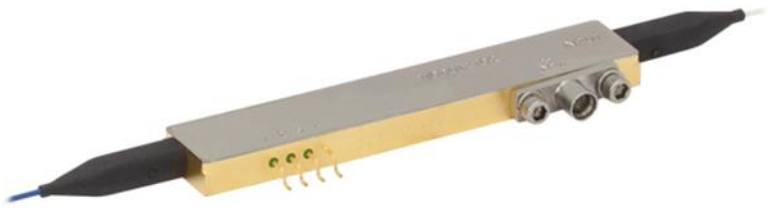

Figure 1.37 Modulateur de phase fibré (https://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=3918)

Dans ce cas, nous plaçons un modulateur en amont de chaque voie amplificatrice (excepté une qui peut faire office de référence). Les modulateurs fibrés ont une large bande passante (~GHz) pour corriger les variations de phases entre les différents amplificateurs. Il existe aussi des modèles de modulateur de phase basés sur le même principe (cristaux non-linéaires et effet Pockels), mais adaptés aux faisceaux en espace libre.

Il existe aussi des modulateurs de phase piézo-électriques dont un schéma est représenté sur la Figure 1.38. La fibre est enroulée autour d'un bâti, les deux demi-cercles sur chacun des bords sont mobiles autour d'un point de pivot. Ce sont deux modulateurs piézo-électriques situés au milieu du bâti qui vont faire subir un déplacement aux deux demi-cercles situés sur les bords lorsque l'on applique une tension aux bornes des modulateurs. Ainsi la fibre est étirée, et le chemin optique parcouru par l'impulsion sera plus long. Un retard de phase peut être appliqué.

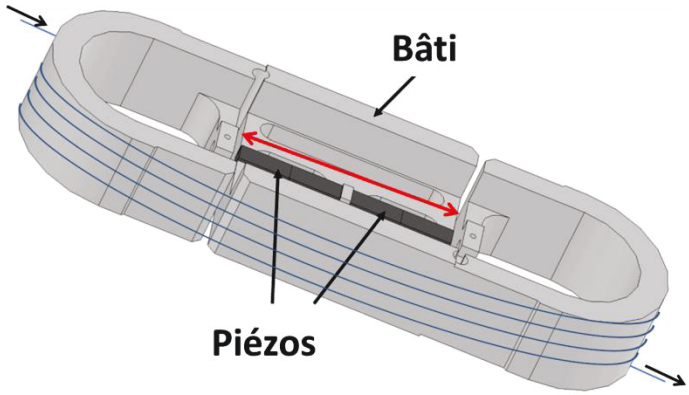

Figure 1.38 Représentation schématique d'un modulateur de phase piézo-électrique [59]

- Injection en espace libre

Pour les systèmes en espace libre, on retient deux techniques, le modulateur spatial de lumière (SLM), et le miroir déformable. Ils ont l'avantage d'appliquer des déphasages sur des zones distinctes d'un faisceau (ils sont fortement utilisés en optique adaptative), et pourront nous permettre de moduler la phase de chaque canal en utilisant un seul modulateur de phase ou miroir déformable, réduisant le coût du système expérimental.

Le Miroir déformable est un miroir morcelé, composé par plusieurs petits miroirs chacun commandable individuellement de façon électronique, dont un schéma est visible sur la Figure 1.39. Chacun de ces micro-miroirs est capable d'appliquer un déphasage d'au moins 2π à la longueur d'onde de travail considérée pour effectuer une mise en phase dans le cadre de la combinaison cohérente. Le déphasage est effectué en appliquant des mouvements de pistons sur les micro-miroirs (voir la Figure 1.40).

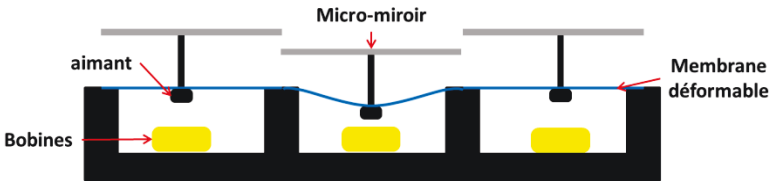

Figure 1.39 Schéma d'un miroir déformable appliquant uniquement des mouvements de pistons pouvant appliquer un retard de phase

Il existe aussi des miroirs déformables dont chacun des micro-miroirs peuvent appliquer un angle de façon indépendante au faisceau réfléchi en plus du mouvement de piston. Ainsi il est possible avec un miroir déformable de mettre en forme un faisceau pour assurer son injection.

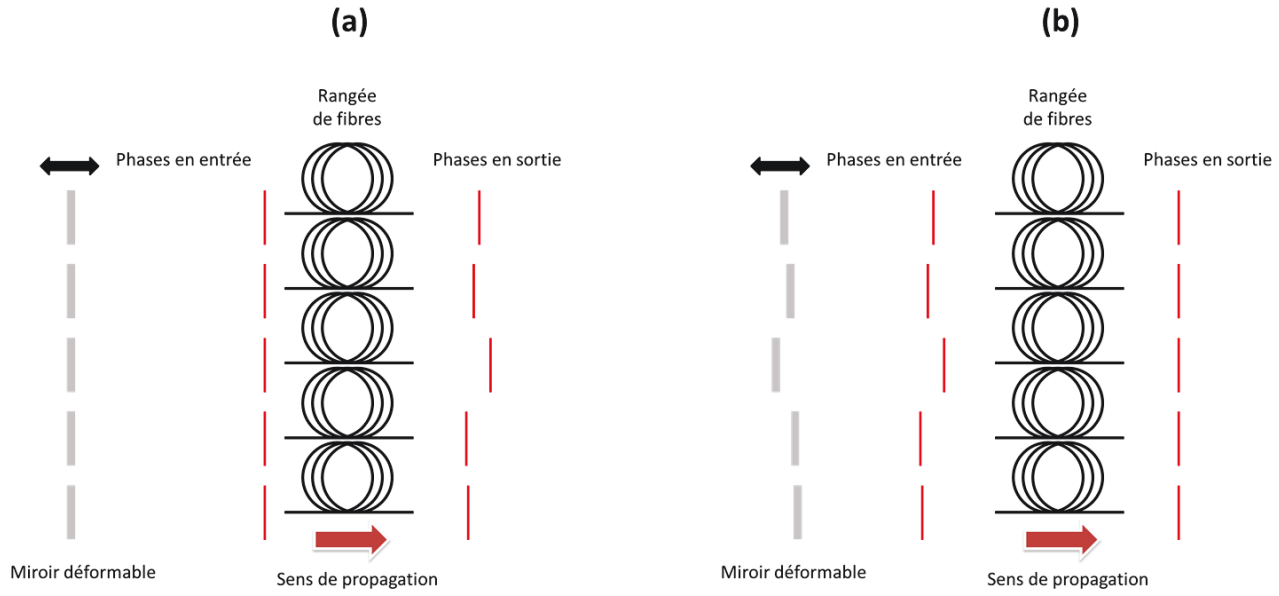

Figure 1.40 Schéma de principe de la mise en phase par un miroir déformable

Le SLM (Spatial Light Modulator), est un outil composé d'une matrice de cristaux liquides, qui peut agir sur l'intensité et/ou la phase de l'onde optique. Dans notre cas, nous préférons un SLM agissant uniquement sur la phase, car cela permet dans un premier temps d'appliquer un retard de phase et aussi de faire de la mise en forme de faisceau par diffraction avec un motif de phase sans perdre d'énergie contrairement à un modulateur agissant sur l'amplitude. Les cristaux constituant la matrice sont biréfringents et orientables électroniquement, le déphasage est effectué en orientant correctement les cristaux pour induire un retard sur l'onde traversant le milieu biréfringent dont une représentation schématique est faite sur la Figure 1.41. Le SLM peut fonctionner selon deux façons, en transmission ou en réflexion. Il est plus facile d'appliquer un déphasage supérieur ou égal à 2π sur un SLM en réflexion, car l'onde se propageant traversera deux fois le milieu contenant les cristaux biréfringent, elle subira donc un retard temporel à l'aller puis exactement le même au retour.

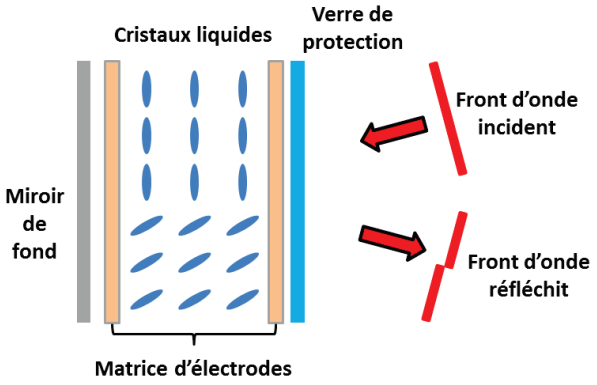

Figure 1.41 Schéma d'un SLM agissant sur la phase fonctionnant en réflexion permettant d'induire un retard de phase à une partie du faisceau incident.

Le SLM est un élément qui peut s'adapter facilement d'une configuration à une autre (injection sur un maillage carré ou hexagonal), il suffit de modifier la carte de phase affichée sur la matrice de cristaux liquides. Il permet donc de mettre en forme le faisceau et également d'appliquer des pistons de phases grâce à la biréfringence des cristaux.

Nous venons de voir différents principe de combinaison, qu'ils soient : incohérent, cohérent, spatial temporel ou encore spectral. Nous nous somme attardé plus en détails sur le principe de combinaison cohérente spatiale qui sera utilisée au cours de la thèse, ainsi que les moyens techniques mis en œuvre pour mesurer et contrôler la phase des faisceaux, dans le cas de combinaison par architecture active. Nous allons nous intéresser par la suite au principe d'amplification dans une matrice dopée aux ions erbium, ainsi qu'au dopage de la matrice par des ions dopants actifs (pour l'amplification) et passif pour le contrôle de la différence d'indice entre le cœur et la gaine. Puis nous finirons par l'état de l'art des sources de puissance à 1,5 µm fibrées.

1.6 Amplification de forte puissance crête à 1,5 µm

Dans cette partie, nous allons discuter des possibilités d'ajouter des co-dopants passifs dans la matrice vitreuse de la fibre, dans le but de mieux contrôler la différence d'indice pour accroitre le diamètre de mode du faisceau se propageant dans le cœur tout en conservant un faisceau monomode en sortie, ainsi que l'impact sur les sections efficaces d'émission et d'absorption.

Puis nous parlerons du processus d'amplification dans les fibres dopées erbium, et nous finirons par présenter quelques montages d'amplification à 1,5 µm de forte puissance crête en régime mono-fréquence.

1.6.1 Dopage du cœur et matrice vitreuse

Les fibres optiques correspondent aux milieux à gain permettant l'amplification laser. Pour ce faire, le cœur de la fibre est dopé avec des co-dopants dits actifs, les terres rares (erbium, thulium, néodyme, ytterbium…) qui appartiennent à la famille des Lanthanides. Ces composants sont incorporés dans la matrice de silice de la fibre sous forme d'ions (la structure électronique de ces atomes s'ionise de façon stable en perdant 3 électrons). Lorsque les électrons de ces ions sont excités au préalable sur les couches électroniques supérieures, ils se relaxent soit de façon radiative en émettant des photons, soit de manière non radiative en émettant des phonons dans la matrice hôte.

Nous avons vu précédemment que pour accroitre le diamètre de mode d'une fibre tout en conservant un caractère uni modale en sortie, il faut diminuer la différence d'indice entre le cœur et la gaine de la fibre. Or, lorsque les ions terres rares sont incorporés dans la matrice en silice, ils augmentent l'indice effectif du cœur de la fibre, et par conséquent, augmentent la différence d'indice, réduisant le diamètre de mode se propageant dans la fibre, ainsi que le seuil d'apparition des effets non-linéaires.

Une autre solution pour obtenir de forte puissance en sortie d'amplificateur sans atteindre l'apparition d'effets non-linéaires, est de réduire la longueur de la fibre. Pour conserver un fort gain en sortie, il faut donc augmenter la concentration d'ions actifs dans la fibre. Néanmoins, lorsque l'on souhaite incorporer trop d'ions dans la matrice, ces derniers s'agglomèrent entre eux, ce qui limite l'absorption de la pompe dans la fibre et donc le processus d'amplification.

Pour pallier à ces problèmes, nous ajoutons des dopants dits passifs qui permettent : soit de réguler la différence d'indice entre le cœur et la gaine, soit de limiter les agglomérations entres les ions actifs dans la matrice.

Parmi les dopants connus nous pouvons citer le germanium, le fluor, l'aluminium ou le phosphore. L'aluminium est utilisé pour réduire la formation d'agrégats dans la matrice vitreuse, mais il augmente l'indice effectif. Tandis que le fluor diminue l'indice effectif dans la matrice. Il est également possible de modifier les propriétés spectroscopiques (voir Figure 1.42) en fonction des dopants ajoutés dans la matrice vitreuse.

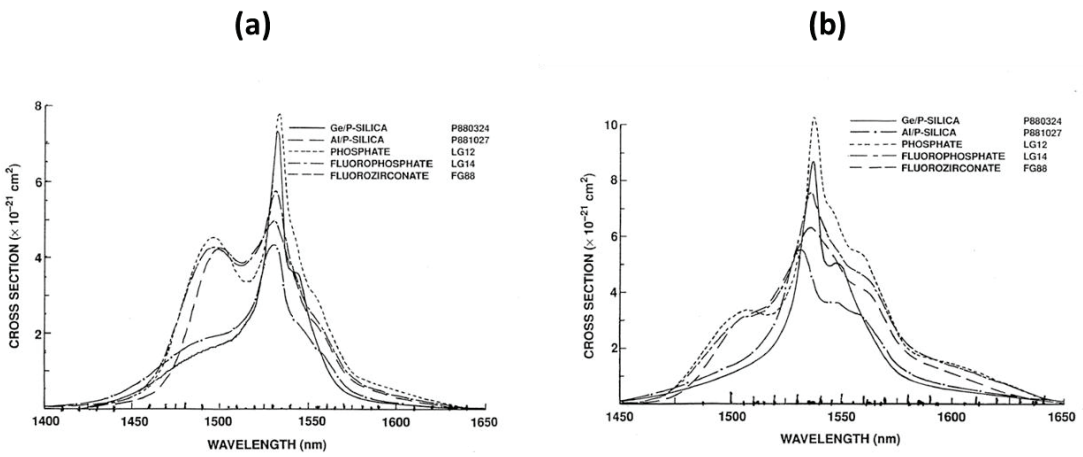

Figure 1.42 Sections efficaces d'absorption (a) et d'émission (b) en fonction de la matrice utilisée. [60]

La combinaison de différents dopants permet de concevoir des fibres monomodes possédant des diamètres de mode plus large, ou des taux d'absorption plus élevés.

1.6.2 Amplification dans les fibres dopées erbium

Dans les fibres dopées erbium, l'émission de photons à 1,55 µm s'effectue entre les niveaux $^4I_{13/2}$ et $^4I_{15/2}$, ce dernier correspond à l'état fondamental de l'ion erbium. Pour réaliser ce processus, il faut exciter les ions, c'est-à-dire dépeupler le niveau fondamental $^4I1_{5/2}$ pour créer une inversion de population. Les ions se retrouvent stockés sur le niveau $^4I_{13/2}$ et la relaxation des ions du niveau $^4I_{13/2}$ vers le niveau $^4I_{13/2}$ fondamental produit un photon. L'inversion de population est réalisée par l'absorption de photons dits de pompe dont l'énergie est supérieure au photon émis. Lorsqu'un photon de pompe est absorbé, un électron passe du niveau fondamental au niveau supérieur $^4I_{13/2}$ pour une pompe autour de 1480 nm, lorsque la pompe émet à 980 nm, l'électron passe par un niveau supérieur transitoire $^4I_{11/2}$, il se relaxe rapidement au niveau $^4I_{13/2}$ de façon non-radiative. L'inversion de population est possible grâce à un long temps de vie (~10 ms) des électrons sur le niveau $^4I_{13/2}$. L'effet laser est obtenu par émission stimulée, le passage d'un photon dit signal au travers du milieu dopé d'ions excités, vient relaxer un électron du niveau $^4I_{13/2}$ au niveau fondamental $^4I_{15/2}$, en créant un nouveau photon cohérent (il possède les mêmes propriétés que le photon incident).

Si un électron se relaxe au niveau fondamental sans passage de photon incident, un photon incohérent est créé, il s'agit de l'émission spontanée amplifiée (ou ASE Amplified Spontaneous Emission). L'ASE peut se déplacer suivant deux directions dans une fibre optique à cause du caractère guidant du cœur de la fibre, ainsi nous parlons d'ASE co-propagatif lorsqu'il se déplace dans le même sens que le signal et d'ASE contra-propagatif quand il se déplace dans le sens contraire.

L'éclatement en sous niveaux Stark des multiplets $^4I_{13/2}$, $^4I_{15/2}$ rend possible un pompage à 1480 nm et une émission stimulée à 1550 nm.

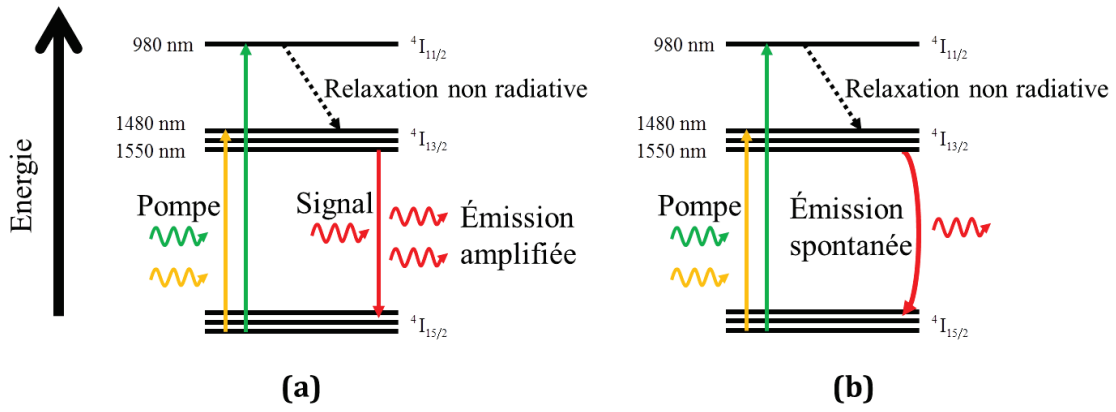

Figure 1.43 Représentation du processus d'émission stimulée (a) et d'émission spontanée (b) pour un ion erbium

Comme nous allons le voir dans la partie 2, nous allons utiliser une source monomode à 1480 nm de forte puissance moyenne pour pomper optiquement notre fibre multicœurs.

Contrairement au pompage à 980 nm dont le mécanisme est explicable par un système d'équation à 3 niveaux, un pompage à 1480 nm peut se ramener à un système d'équation à deux niveaux. L'absorption et l'émission a lieu entre les multiplets $^4I_{13/2}$ $^4I_{15/2}$, eux-mêmes éclatés en sous niveau Stark. C'est la différence entre les formes des sections efficaces d'émission et d'absorption, si la section efficace d'absorption est plus grande que celle d'émission pour une longueur d'onde donnée, la probabilité d'émission stimulée sera très faible comparé à la probabilité d'absorption, ces dernières sont visibles sur la Figure 1.44.

Dans ce cas, la population totale est répartie sur deux niveaux *N1* et *N2*, et les équations des niveaux de populations correspondent à :

$$\frac{dN_2}{dt} = \left(N_1\sigma_S^{ab} - N_2\sigma_S^{ém}\right)\phi_S + \left(N_1\sigma_P^{ab} - N_2\sigma_P^{ém}\right)\phi_P - \frac{N_2}{\tau_2} \qquad \textbf{1.19}$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -\left(N_1\sigma_S^{ab} - N_2\sigma_S^{ém}\right)\phi_S - \left(N_1\sigma_P^{ab} - N_2\sigma_P^{ém}\right)\phi_P + \frac{N_2}{\tau_2} \qquad \textbf{1.20}$$

Avec $\sigma_S^{ém}, \sigma_S^{ab}, \sigma_P^{ém}$, et σ_P^{ab} les sections efficaces d'émission et d'absorption aux longueurs d'ondes signal et pompe.

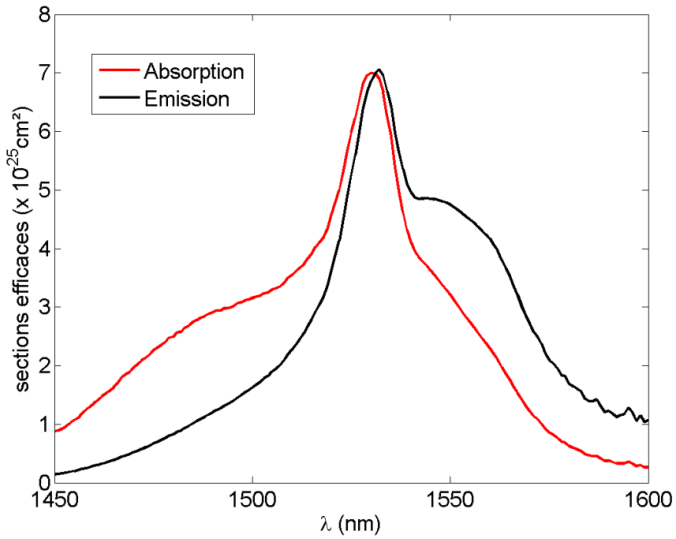

Figure 1.44 Sections efficaces de l'ion erbium dans une matrice aluminosilicate ($AlSiO_2$)

La densité de population du niveau 2 le long de l'axe optique de la fibre (z) est donnée par la relation suivante :

$$N_2(z) = \frac{\dfrac{\tau_2 \sigma_S^{ab}}{h\upsilon_S} I_S(z) + \dfrac{\tau_2 \sigma_P^{ab}}{h\upsilon_P} I_P(z)}{\dfrac{\tau_2\left(\sigma_S^{ab} + \sigma_S^{ém}\right)}{h\upsilon_S} I_S(z) + \dfrac{\tau_2\left(\sigma_P^{ab} + \sigma_P^{ém}\right)}{h\upsilon_P} I_P(z) + 1} N, \qquad \textbf{1.21}$$

Avec le flux optique exprimé sous la forme d'intensité via la relation suivante $\phi = \dfrac{I}{h\upsilon}$ et $N = N_1 + N_2$ correspond à la population totale.

Pour obtenir l'émission stimulée, il faut réaliser l'inversion de population, soit $N_2 \sigma_S^{ém} - N_1 \sigma_P^{ab} > 0$.

Le seuil d'intensité de pompe correspondant au gain du signal, c'est-à-dire $dI_S/dz > 0$ est donné par la formule suivante :

$$I_{Seuil/Gain} = \frac{h\upsilon_P}{\left(\sigma_P^{ab}\left(\dfrac{\sigma_S^{ém}}{\sigma_S^{ab}}\right) - \sigma_P^{ém}\right)\tau_2} \qquad \textbf{1.22}$$

L'équation de propagation le long de la fibre pour la pompe et le signal correspond à :

$$\frac{dI_{P,S}}{dz} = \left(N_2 \sigma_{P,S}^{ém} - N_1 \sigma_{P,S}^{ab}\right) I_{P,S} \qquad \textbf{1.23}$$

L'avantage du pompage résonant est une efficacité optique-optique plus importante que pour un pompage gaine avec une source multimode. Il faudra moins de puissance de pompe pour créer l'inversion de population dans les cœurs de la fibre que pour un pompage dans la gaine.

Nous venons de voir les mécanismes qui régissent l'amplification dans une fibre dopée erbium pompé à 1480 nm, ainsi que les méthodes d'accroissement de diamètre de mode ou d'absorption de la fibre par ajout de co-dopants passifs. Nous allons maintenant nous intéresser à l'état de l'art des sources de puissance fibrées émettant à 1,5 µm qui n'utilisent pas le principe de mise en parallèle des amplificateurs (ou combinaison de faisceaux).

1.6.3 Etat de l'art des sources à 1,5 µm mono-fréquence

Dans cette sous partie, nous allons différencier les méthodes d'amplification de forte puissance crête, en fonction du type de fibre utilisé. Dans un premier temps nous verrons un système utilisant des fibres à barreaux (ou ROD), ces fibres sont généralement de courtes longueurs et ont la particularité d'avoir de gros diamètres de cœur. Donc pour éviter l'apparition de modes d'ordres supérieurs, elles sont maintenue droites, de plus, de par leurs rigidités, elles ne permettent pas d'être courbées.

Nous verrons ensuite des systèmes utilisant des fibres PAS (Al_2O_3-P_2O_5-SiO_2), il s'agit d'une matrice vitreuse composée de co-dopants passifs pour réduire la différence d'indice entre le cœur et la gaine pour accroitre l'aire effective de la fibre.

Puis nous finirons par des fibres VLMA (very large mode area) et HOM (high order modes), ces fibres sont naturellement multimodes, mais dans les travaux présentés, la puissance extraite est faite sur le faisceau monomode en sortie, soit par de la mise en forme de faisceau, ou par la fuite des modes d'ordres supérieurs avant la sortie (par exemple en courbant fortement la fibre).

- Fibres barreaux (ou ROD)

Codemard *et al.* [61], obtient des impulsions de 1 mJ en sortie à 1,55 µm. Le système est une configuration MOPA comprenant 4 étages d'amplification dont les deux derniers sont en barreaux, comme on peut le voir sur la Figure 1.45-(a). Les barreaux sont dopés erbium ytterbium, le premier possède un cœur de 50 µm de diamètre, et le second 90 µm de diamètre. L'impulsion de sortie fait 88 ns à mi-hauteur, et est représentée sur la Figure 1.45-(b). Une adaptation de mode a été réalisée entre le deuxième étage d'amplification dont le cœur fait 18 µm de diamètre et le premier barreau de 50 µm de diamètre, à la sortie de ce dernier, le faisceau passe en espace libre. La puissance crête de sortie est de 6,6 kW sans atteindre le seuil de non linéarité imposé par la diffusion Brillouin stimulée.

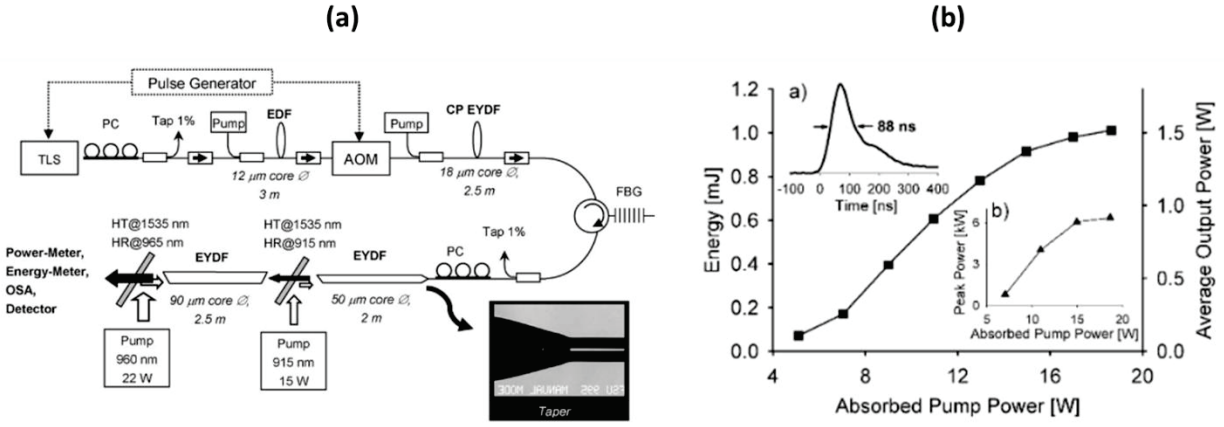

Figure 1.45 Schéma de principe du montage expérimental (a) et données expérimentales recueillies (impulsion temporelle et énergie de sortie ou puissance crête de sortie en fonction de la puissance de pompe absorbée).(b)

- Fibres PAS (Al_2O_3-P_2O_5-SiO_2)

Dans cette section nous allons voir les fibres dites PAS, avec les travaux de Kotov *et al.* [62]. La fibre servant à l'amplification de puissance est une fibre double gaine de 36 µm de diamètre de mode. Le schéma de principe du système MOPA est visible sur la Figure 1.46. La fibre double gaine est pompée par des diodes multimodes émettant à 976 nm.

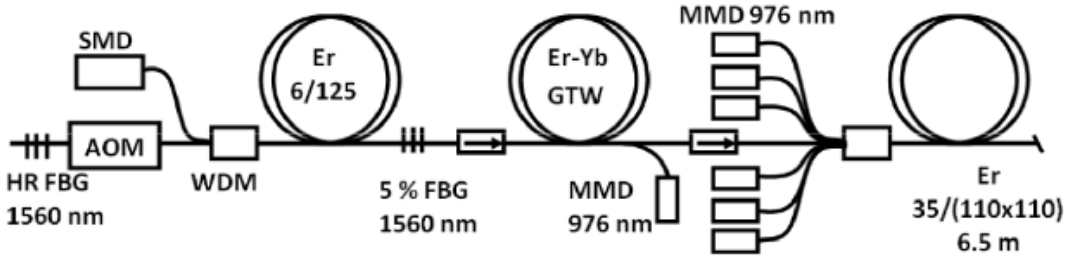

Figure 1.46 Schéma de principe du système MOPA pour l'amplification de forte puissance crête

1,5 mJ ont été obtenue en sortie avec 120 W de pompe à 1560 nm, néanmoins, il y a 16% d'ASE en sortie. Pour réduire l'émission spontanée de sortie, la puissance de pompe a été réduite de façon à obtenir 7% d'ASE pour 1 mJ d'énergie dans l'impulsion signal de sortie. Le profil d'indice de la fibre ainsi que le diamètre de mode et une face de la fibre double gaine sont visibles sur la Figure 1.47. La durée des impulsions en sortie de source est de 50 ns à mi-hauteur avec un taux de répétition de 16 kHz. La gaine a une forme carrée pour optimiser l'absorption du faisceau de pompe.

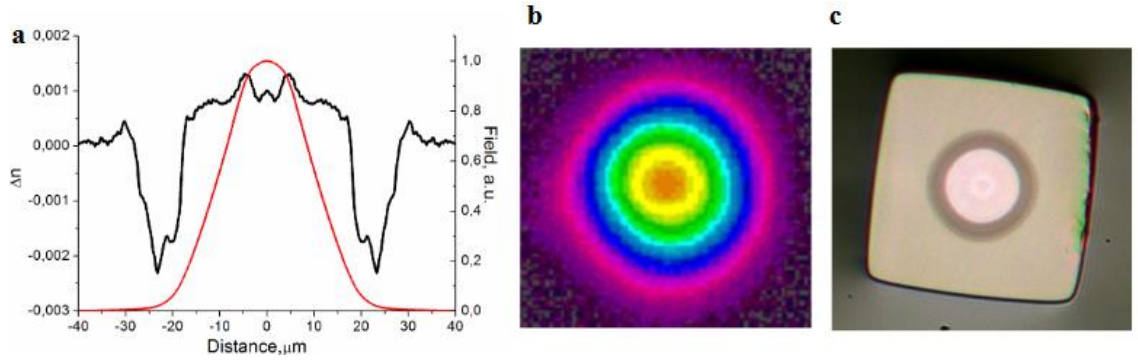

Figure 1.47 (a) Mode fondamental calculé en rouge à partir du profil d'indice en noir. (b) Champ proche expérimental en sortie de fibre et (c) face de la fibre utilisé dans le dernier étage pour l'amplification de puissance [62]

Toujours en utilisant des fibres de type PAS, 4 kW ont été obtenus à 1550nm avec une source mono-fréquence (2 MHz) par Kotov *et al.* [63]. Le montage est un système MOPA composé d'un SOA (Semiconductor Optical Amplifier) et de deux amplificateurs à fibre dopés erbium. Le dernier étage est une fibre LMA dont le cœur fait 40 µm de diamètre.

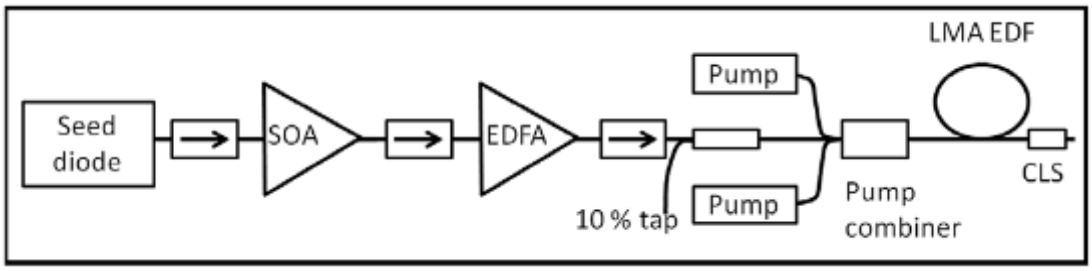

Figure 1.48 Schéma de principe du système MOPA [63]

Les travaux de Renard *et al.* [64] démontrent 1,12 kW à 1545nm en configuration MOPA dans 2,6 mètres de fibre codopée erbium ytterbium, pour des durées d'impulsions en sortie de 108 ns à un taux de répétition de 5 kHz, et une énergie de 450 µJ pour des impulsions de 650 ns à un taux de répétition de 10 kHz. La fibre possède un diamètre de cœur de 30 µm, et le faisceau de sortie amplifié est monomode (M^2~1,3/1,4). L'absorption de la pompe est effectué à 915 nm ce qui correspond au pic d'absorption de l'ion ytterbium.

- Fibre Multi filament

Le cœur de la fibre est composé de 37 filaments de 1,8 µm de diamètre, espacé de 5,1 µm, il est visible sur la Figure 1.49. Certains des filaments sont dopés erbium/ytterbium et d'autres dopés au fluor. Le fluor permet de réduire l'indice du cœur et donc la différence d'indice entre le cœur et la gaine. Ce qui permet d'avoir un diamètre de mode de 30µm pour un cœur de 40 µm de diamètre. 900 W crête ont été obtenus à 1545 nm avec des impulsions de 800 ns à 5 kHz de répétition, et 2 kW pour des impulsions de 110 ns. Dans le second cas (impulsions de 110 ns) l'amplification est limitée par diffusion Brillouin stimulée. Le faisceau de sortie possède une excellente qualité spatiale de sortie au vue de la composition complexe du cœur de la fibre M^2<1,2 [65], [66].

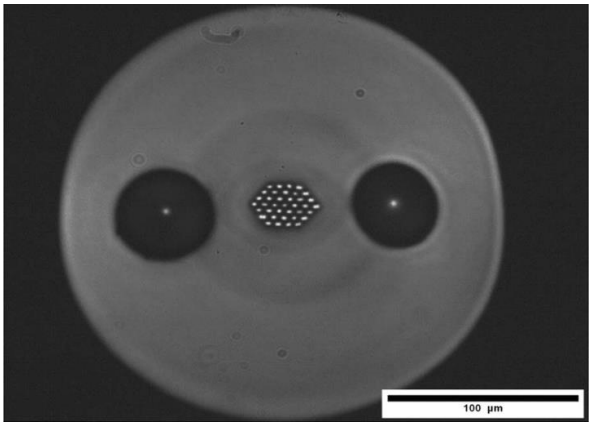

Figure 1.49 Face de la fibre multifilament en configuration PANDA [65], [66]

- Fibres HOM et VLMA

Dans cette section il s'agit de sources faites à partir de fibre à très large aire modale, naturellement multimodes, notées VLMA (Very Large Mode Area) et HOMF (Higher-Order Mode Fiber). Nous retenons deux publications de Nicholson *et al.* [22], [67].

La première publication [67] consiste à fabriquer une source optique pour la détection de CO_2 en utilisant une source émettant à 1572 nm (absorption de la molécule CO_2). 400 W crête ont été obtenus pour des impulsions de 1 µs à un taux de 7,2 kHz. La fibre amplificatrice dopée erbium est visible sur la Figure 1.50 ,

elle est à maintien de polarisation (20 dB d'extinction ont été mesurés en sortie) et son aire effective est égale à 1000 µm^2. Le pompage a été effectué avec une source RAMAN à 1480 nm de 20 W, le pic d'absorption de la fibre dopée erbium est de 50 dB/m à 1530 nm. Le faisceau de sortie est monomode avec un M^2<1,15

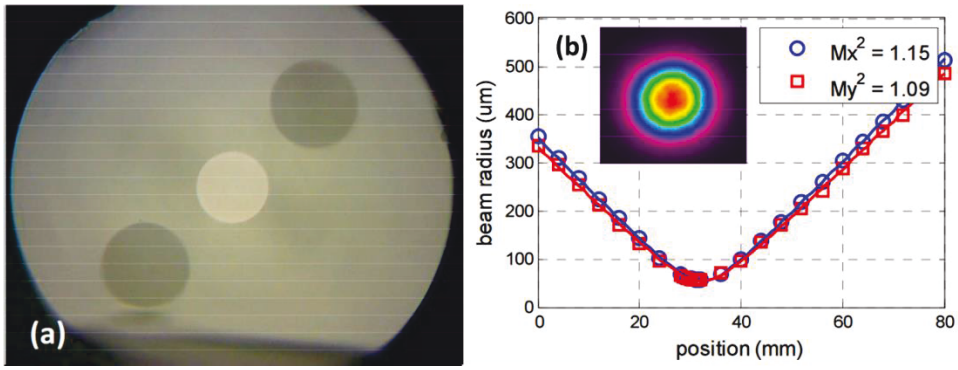

Figure 1.50 Face de la fibre VLMA dopée erbium (a) et mesure de M^2 en sortie de fibre avec une visualisation du champ proche [67]

L'autre système utilise un réseau inscrit longitudinalement au début de la fibre comme nous pouvons le voir sur la Figure 1.51. Ce dernier transforme le mode fondamental LP01 vers les modes LP0N, ainsi il y a différents modes déterminés qui se propagent et sont amplifiés dans la fibre. A la sortie un axicon est aligné pour permettre la conversion des modes LP0N vers le mode fondamental LP01.

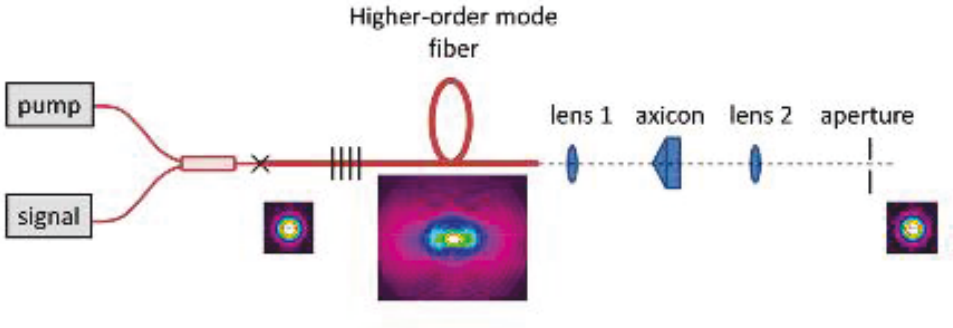

Figure 1.51 Schéma de principe de l'amplification dans la fibre HOM [22]

Nous pouvons reporter de ce travail une puissance crête de 700 kW, malheureusement il n'y a aucun renseignement sur la durée des impulsions, rendant cette donnée inutile. Mais si nous retenons ce travail, c'est pour la grande aire d'interaction qu'offre cette fibre, ainsi que la conversion de mode pour obtenir en sortie un faisceau monomode avec un M^2<1.2 avec 80% d'efficacité de conversion de l'axicon pour transformer les modes LP0N vers le mode fondamental LP01.

Fibre erbium monomode

Nous retenons également les travaux de Shi *et al.* pour des applications de détection de gaz par LIDAR. La source créée est un système MOPA utilisant une fibre à large aire modale avec un cœur de 30 µm de diamètre comme dernier étage d'amplification (voir Figure 1.52).

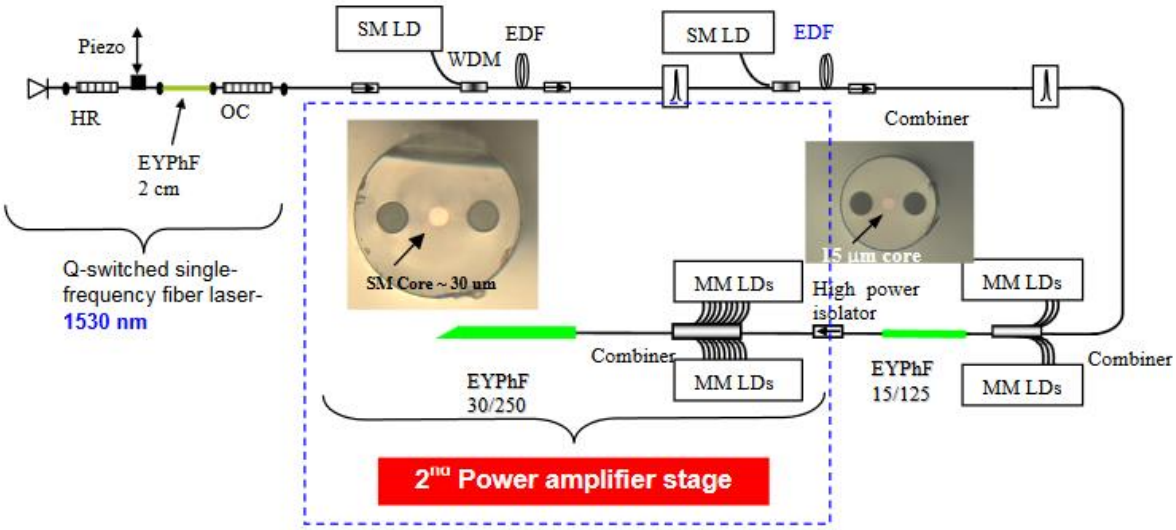

Figure 1.52 Schéma de principe du laser Q-switch et du signal amplifié par le système MOPA

Les deux fibres à larges aires modales sont codopées erbium ytterbium pour optimiser l'absorption et obtenir une émission stimulée à 1530 nm. 2,02 kW ont été obtenus avec des impulsions de 105 ns à mi-hauteur à un taux de répétition de 8 kHz en sortie du système MOPA.

Nous représentons un résumé des performances vus au cours de cet état de l'art sous la forme d'une figure de mérite. Les résultats sont affichés comme la puissance moyenne fonction de la puissance crête.

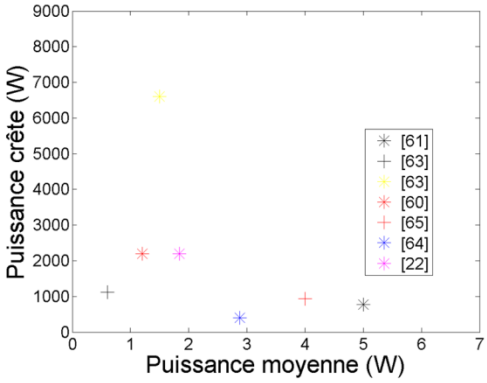

Figure 1.53 Figure de mérite de l'Etat de l'art présenté précédemment représentant la puissance crête en fonction de la puissance moyenne.

1.7 Récapitulatif et conclusion

Dans cette partie, nous avons pu voir le contexte de la thèse, à savoir la conception d'une source optique pour un Lidar Doppler. Nous avons également vu le principe de fonctionnement des Lidars Doppler, ainsi que les spécifications liées à la source optique pour l'utilisation de ce type de Lidar (durée des impulsions, cadence de tir, largeur spectrale, sécurité oculaire…).

Nous nous sommes par la suite intéresser aux fibres optiques servant à la fois de guide d'onde et de milieu amplificateur. Malheureusement, ces systèmes ont des limites dues à des réponses dites non-linéaires du milieu, à cause des fortes intensités rencontrées dans les cœurs de fibre.

Nous avons par la suite vu différentes techniques pour dépasser le seuil d'apparition de ces effets non-linéaires, à savoir l'accroissement de l'aire d'interaction entre le champ électromagnétique et le milieu (le cœur de la fibre). Dans un premier temps, nous avons vu les fibres microstructurées qui augmentent l'aire effective par le biais de microstructure périodique dans la fibre, rendant plus précis le contrôle de la différence d'indice entre le cœur et la gaine. Mais ce concept reste toujours limité, soit par l'apparition d'effets non-linéaires, soit par l'apparition de modes d'ordres supérieurs.

Dans ce sens, de nouvelles architectures ont été réalisées, la combinaison de faisceaux (incohérente, cohérente, spatiale, temporelle…). Pour notre cas, il s'agit de combinaison cohérente par division spatiale de faisceaux ou mise en parallèle des amplificateurs. Ainsi le seuil d'apparition des effets non-linéaires est repoussé via le nombre d'amplificateurs mis en parallèles. Néanmoins ce type de montage nécessite d'obtenir des interférences constructives en sortie pour optimiser la puissance dans le faisceau utile, en d'autre termes un contrôle de la phase en amont de chaque amplificateur est nécessaire pour une architecture dite active ou mettre en place une architecture de mise en phase passive. Ce qui nous a amené à voir les techniques utilisées pour la mesure des phases en sortie d'amplificateurs ainsi que le contrôle de ces dernières en entrée des amplificateurs.

Pour finir, nous avons vu le principe d'amplification dans une fibre dopée erbium, ainsi que l'ajout de co-dopants dits passifs pour l'ajustement de certains paramètres de la fibre (concentration d'ions dopants, réduction de la différence d'indice…). Puis nous avons vu différents montages amplificateurs de fortes puissances crêtes en sortie mono fréquence utilisant des fibres comme milieu amplificateur.

2 Enjeux et problématique de la thèse

La thèse est financée par le biais d'un projet ANR (multifemto), nous allons brièvement parler de ce projet et de ses attentes.

Nous parlerons des fibres multicœurs dans la littérature, et du processus de fabrication de la fibre multicœurs utilisée au cours de la thèse.

Puis nous nous intéresserons à l'injection d'un signal monomode gaussien dans les différents cœurs de la fibre, ainsi qu'au contrôle des phases des différents cœurs de la fibre pour pouvoir faire de la combinaison cohérente en sortie de la fibre multicœurs. Nous détaillerons le principe de fonctionnement d'un modulateur spatial de lumière (SLM) qui sera utilisé pour l'injection et le contrôle des phases.

Nous finirons sur les techniques de recombinaison, adaptables en sorties de la fibre multicœurs et nous détaillerons la recombinaison avec un élément diffractant (DOE).

2.1 Projet multifemto et problématique de la thèse

La thèse s'inscrit dans le cadre du projet ANR multifemto, dont le but est de créer des amplificateurs lasers impulsionnels à fibre pour permettre l'extraction de fortes puissances moyennes, mais également de fortes puissances crêtes. Pour dépasser les effets non-linéaires qui limitent les puissances en sortie d'amplificateurs, jusqu'à présent deux voies ont été explorées, comme nous avons pu le voir dans les parties précédentes, l'utilisation de fibres à large aire modale, ou la combinaison cohérente de faisceaux. Dans ce cadre, l'utilisation de fibre multicœurs à large aire modale permet d'obtenir une grande aire effective d'interaction pour outrepasser les effets non-linéaires. De plus, les lasers à fibres optiques ont l'avantages d'être des systèmes compacts, robustes et possèdent en sortie un faisceau gaussien de bonne qualité spatiale (M^2<1,5) grâce à la forme circulaire du guide d'onde des fibres.

La source créée au cours de la thèse sert à des applications Lidars, elle doit donc être à sécurité oculaire et doit permettre l'amplification d'impulsions longues (>100 ns). Nous utiliserons donc des fibres dopées erbium, pour permettre l'émission de photons à 1,5 µm (longueur d'onde à sécurité oculaire).

Néanmoins comme nous avons pu le voir dans le chapitre précédent, l'amplification de forte puissance crête dans les fibres monomode ou à très large aire modale reste limitée. Dans notre régime d'impulsion (>100 ns), l'effet non linéaire limitant est la diffusion Brillouin stimulée. Donc pour accroitre l'aire effective et réduire le confinement de l'intensité dans le cœur de la fibre, nous allons utiliser une fibre multicœurs, qui va augmenter l'aire d'interaction via le nombre de cœurs. Etant donné que chacun des cœurs de la fibre peuvent être assimilés à un amplificateur à fibre distinct, il va falloir mettre en place un système de combinaison cohérente entre les différents cœurs de la fibre pour accroitre la puissance crête de sortie.

Contrairement aux systèmes de combinaison cohérente de plusieurs amplificateurs distincts les uns des autres, la fibre multicœurs contient l'ensemble des amplificateurs dans une même structure de silice. Cela permet de diminuer fortement les variations de phase temporelles entre les voies [68]. Les bruits environnementaux (acoustiques ou thermiques) sont perçus au même moment avec la même intensité pour l'ensemble des cœurs de la fibre, réduisant le déphasage entre les voies. L'utilisation d'une fibre multicœurs permet également d'amplifier l'ensemble des cœurs en utilisant un seul laser de pompe, et un seul modulateur de phase, ce qui rend le système moins onéreux.

2.2 Les fibres multicœurs

Les fibres multicœurs comportent plusieurs cœurs servant à guider le signal, ces cœurs peuvent êtres couplés ou découplés. Ces fibres peuvent être utilisées pour l'amplification laser [27], [39], le transport d'impulsions de forte puissance crête [58] [69], la transmission télécom ou encore comme capteurs.

On peut évoquer deux catégories de fibres multicœurs :

- Fibre multicœurs à cœurs couplés

  Certaines fibres multicœurs sont dites à cœurs couplés, car il y a des couplages évanescents entre les différents cœurs de la fibre. La mise en phase est effectuée sur le « supermode » gaussien de sortie en contrôlant la phase de chacun des cœurs. Elles sont le plus souvent utilisée intra-cavité. Dans les travaux de Michaille *et al.* [33], la mise en phase est effectuée en champ lointain grâce aux pertes par diffraction et par effet Talbot. Chacun des six cœurs fait 14 µm de diamètre de mode, l'espacement entre les cœurs est de 20 µm. Une gaine de 300 µm de diamètre sert à l'injection de la pompe (90 W à 975 nm) pour amplifier les cœurs dopés ytterbium. La face de la fibre est visible sur la Figure 2.1, il est à noter que la mise en phase s'effectue même lorsque la fibre est courbée (pour des rayons de courbures supérieurs à 5 cm).

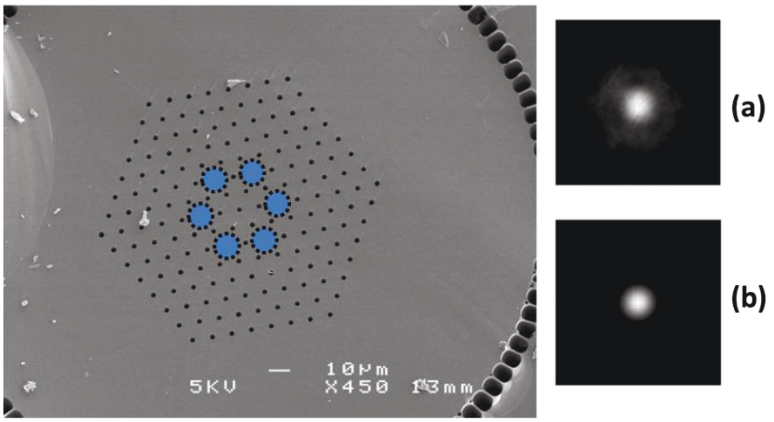

Figure 2.1 Photographie de face de la fibres multicoeurs à gauche, et champ lointain associé lorsque les phases sont verrouillées (a) expérimentalement et (b) numériquement [33].

- Fibres multicœurs à cœurs non couplés

  Pour ce type de fibre, nous cherchons à éviter tout couplage évanescents entres les différents cœurs. Donc une certaine distance doit être respectée entre la position de chacun des cœurs lors du processus de fabrication de la fibre pour minimiser cet effet. Chacun des cœurs agit comme un amplificateur individuel, comme dans les architectures d'amplification en parallèle. Une mise en phase entre les différents canaux est nécessaire pour obtenir une combinaison cohérente en sortie. Vu que l'ensemble des cœurs partage la même gaine de silice, les faisceaux se propageant dans les cœurs sont moins enclins à subir des déphasages relatifs [39], [68] causés par des variations environnementales (thermiques et/ou mécaniques), comparé à plusieurs fibres disposées en parallèles.

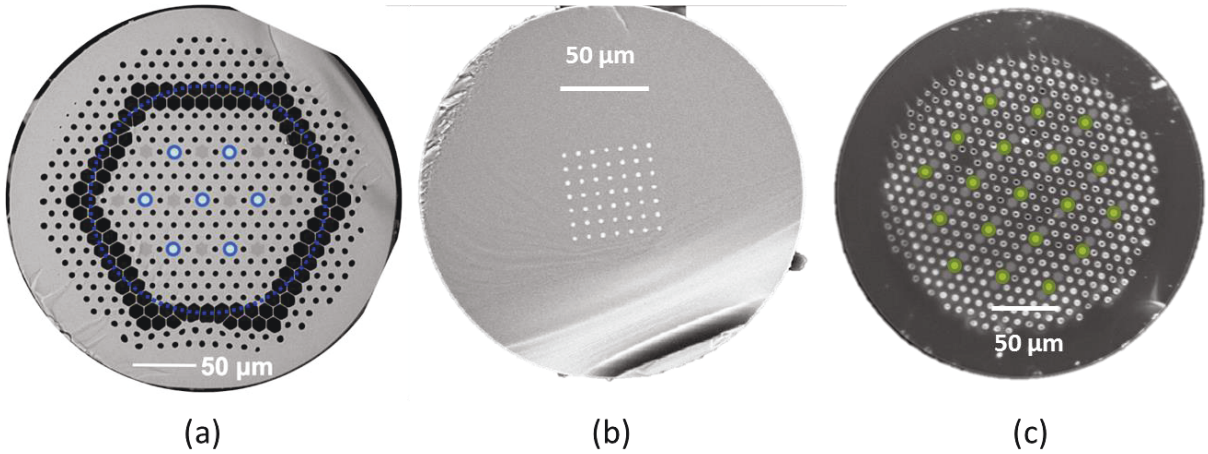

Figure 2.2 Photos des faces de fibres multicoeurs (a) contenant 7 cœurs dopés Yb, un air clad et 10 barreaux de bores pour la polarisation [39] (b) 49 cœurs passifs formant un carré [58] (c) 19 cœurs passifs répartis hexagonalement [69]

Nous allons nous intéresser à différentes utilisations des fibres multicœurs. Au travers de travaux publiés :

Mansuryan *et al* reportent la synthèse spectrale d'impulsions femtosecondes dans une fibre passive visible sur la Figure 2.2-(c), une impulsion de 190 fs est divisée spectralement dans cinq cœurs de la fibre. A la sortie, l'impulsion recombinée a une durée de 270 fs après 3 mètres de propagation, la mise en phase des différentes voies est assurée par un miroir déformable placé en amont de la fibre, le schéma de principe est visible sur la Figure 2.3. Cette expérience fait preuve de concept pour l'amplification d'impulsions femtosecondes en configuration à dérive de fréquence comme nous allons le voir tout de suite.

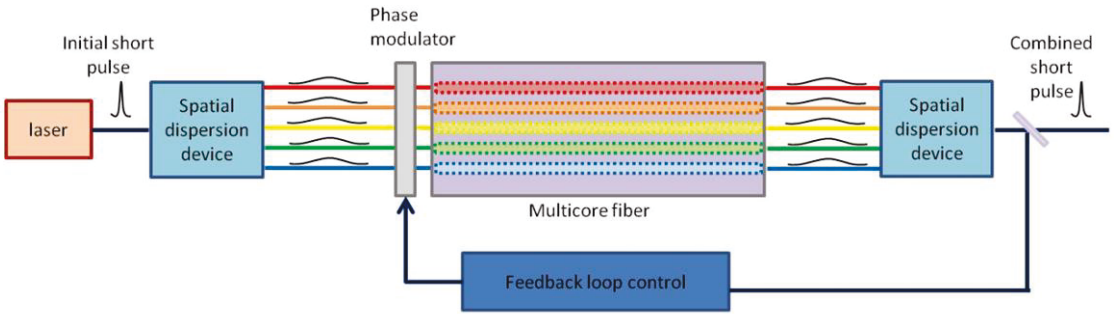

Figure 2.3 Schéma de principe de la synthèse spectrale d'impulsions femtosecondes [69]

Ramirez *et al.* ont effectués la combinaison cohérente d'impulsions femtosecondes, en configuration à dérive de fréquence (CPA Chirped Pulsed Amplification) [39]. La fibre visible sur la Figure 2.2-(a) est composée de 7 cœurs répartis hexagonalement dopés ytterbium à maintien de polarisation, le pompage est effectué dans un « air-clad ». L'injection et la mise en phase sont assurées par un modulateur spatial de lumière (SLM), la recombinaison du signal est effectuée en champ lointain après passage au travers d'une matrice de micro lentilles. L'asservissement est assuré par un système SPGD. Les impulsions en sortie de fibre sont recombinées en champ lointain avec 49% d'efficacité. Après compression la durée des impulsions est de 860 fs. Les effets non-linéaires sont repoussés en augmentant l'aire effective du système via le nombre de cœurs monomodes de la fibre.

Abedin *et al.* [69], [70] utilisent une fibre multicœurs pour des amplificateurs de transmission en télécommunication afin de compenser les pertes subit par les différents signaux lors de leurs propagations

sur de longues distances (40-50 km). La fibre multicœurs est implantée sur un montage en multiplexage par division spatiale (SDM Space Division Multiplexing) pour amplifier chaque canal indépendamment comme nous pouvons le voir sur la Figure 2.4. Chaque cœur présente de faibles pertes d'atténuations (identique à une fibre classique SMF28) et les problèmes de diaphonies sont négligeables.

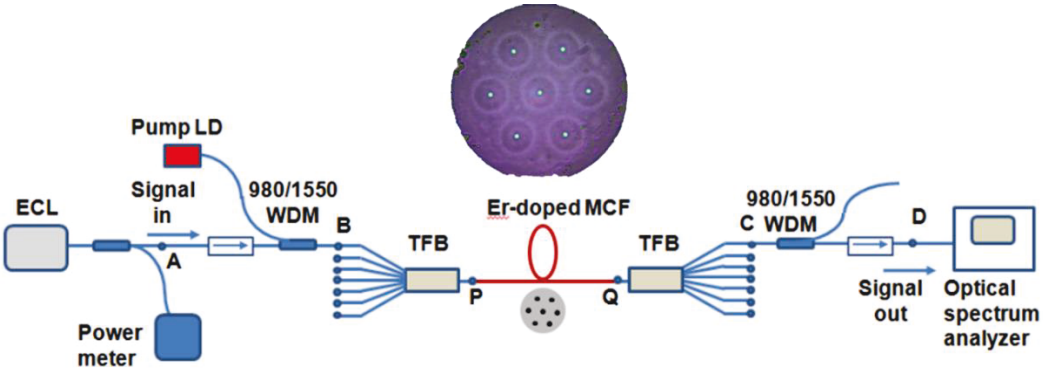

Figure 2.4 Montage expérimental pour l'amplification de canaux par SDM [70]

La fibre compte sept cœurs répartis hexagonalement, dont le diamètre de mode à 1550 nm fait 6 µm et l'espacement de cœurs est de 41 µm. Un gain de 25 dB est obtenu sur le signal amplifié et la figure de bruit est inférieure à 4 dB, le couplage de la pompe et du signal dans chacun des cœurs est réalisé via un TFB (Taper Fiber Bundle).

Ces fibres sont généralement faites par assemblage étirage (stack and draw) étant donné leur profil transverse qui n'est plus à symétrie de révolution (répartition des cœurs en hexagone ou en carrée) comme pour une fibre classique. La technique classique type MCVD semble inappropriée pour la confection de ce genre de fibre. Bien évidemment la précision sur la position et le diamètre de l'ensemble des cœurs dépend entièrement du contrôle lors du processus de fibrage (contrôle de la température de fusion et du diamètre de la fibre en sortie du four).

Elles représentent une alternative pour l'amplification en parallèle, par rapport à plusieurs fibres distinctes disposées les unes à côtés des autres.

2.3 Conception de la fibre multicœurs

La fibre multicœurs a été fabriquée au laboratoire du Phlam à Lille par assemblage étirage. Cette technique consiste à assembler plusieurs barreaux de silice (certains dopés aux ions terres rares, d'autres avec du bore pour créer une biréfringence et permettre le maintien de l'état de polarisation tout au long de la fibre). Ces barreaux sont mis en forme sur un tracteur, ils sont ensuite insérés dans un tube manchon puis fibrés pour former une première préforme dite primaire (voir Figure 2.5). Cette préforme va passer au-travers du four pour former une seconde préforme (dite secondaire) qui va ensuite être fibrée.

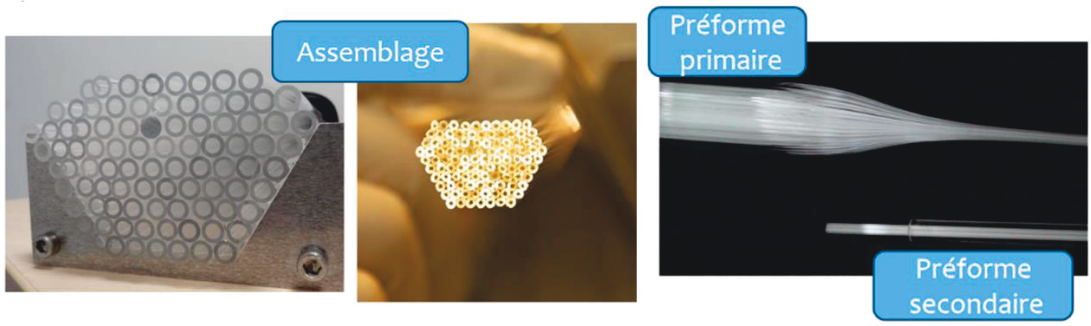

Figure 2.5 Représentation des différents processus pour la conception de la fibre multicoeurs par assemblage étirage, de l'agencement des capillaires sur un tracteur jusqu'à la préforme secondaire, qui sera ensuite fibrée pour former la fibre multicoeurs

4 fibres multicœurs ont pu être réalisées à partir de la préforme faite au Phlam, nous en possédons 2 sur 4, la première (celle qui a été tirée sur le début de préforme), et la dernière (tirée sur la fin de préforme). Cet aspect anodin est en fait important, car il a été difficile de conserver un diamètre de fibre constant durant le processus de fibrage. En effet pour réaliser la fibre, il faut la chauffer à une température déterminée et lui appliquer une force de traction, le critère pour évaluer la qualité du processus durant le fibrage est le contrôle du diamètre de la fibre en sortie du four. Donc les propriétés géométriques entre la fibre issue du début de préforme et celle issue de la fin peuvent différer.

Les 7 cœurs de la fibre sont répartis de façon hexagonale comme nous pouvons le voir sur la Figure 2.6. Chaque cœur est entouré de 2 barreaux de bores pour le maintien de l'état de polarisation. La fibre ne possède pas de gaine de pompe, l'ajout d'un « air-clad » rend le processus de fabrication de la fibre nettement plus difficile (difficulté à conserver les propriétés géométriques de la fibre, surtout la distance entre les cœurs et la forme circulaire de ces derniers).

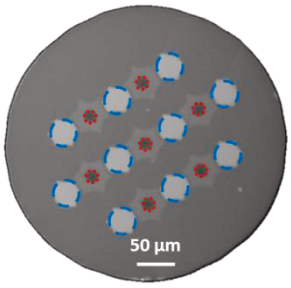

Figure 2.6 Photo de la face de la fibre multicoeurs, les 7 cœurs dopés erbium sont entourés de cercles rouges et les barreaux de maintien de polarisation sont entourés en cercles bleus.

La fibre multicœurs présentée Figure 2.6 va servir à faire le dernier étage d'amplification de notre source MOPFA par combinaison cohérente dans les différents cœurs de la fibre. Dans les parties qui suivent, nous allons nous intéresser aux techniques qui permettent l'injection d'un faisceau monomode dans les différents cœurs de la fibre, le contrôle des phases dans chacun des cœurs de la fibre, puis de la recombinaison des faisceaux amplifiés en sortie de fibre multicœurs.

2.4 Techniques d'injection dans une fibre multicœurs

Différentes techniques s'offrent à nous pour injecter un faisceau gaussien monomode dans les différents cœurs de la fibre. Nous allons brièvement les expliquer et retenir celle qui semble le plus adaptable et le plus simple à mettre en place en entrée de la fibre multicœurs, en fonction du matériel disponible au laboratoire.

- Par matrice de microlentilles et miroir déformable

  L'utilisation d'une matrice de microlentilles pour l'injection est une solution efficace, car elle permet facilement de mettre en forme un faisceau gaussien en sept sous faisceaux répartis hexagonalement. Pour cela il suffit de concevoir la matrice de tel sorte que les faisceaux créés au plan focal de la matrice de microlentille soit positionné en face des cœurs de la fibre et que le diamètre des sous faisceaux corresponde au diamètre de mode des cœurs de la fibre. Cette technique permet la mise en forme d'un faisceau gaussien en sept sous faisceaux gaussien, mais elle ne permet pas de contrôler la phase de chaque sous faisceaux. Pour cela, la mise en place d'un miroir déformable en amont de la matrice de microlentille permet d'appliquer des pistons de phases sur des zones distinctes du faisceau incident et donc sur les sept sous faisceaux créés.

- Mise en forme des faisceaux par diffraction

  La mise en forme du faisceau par diffraction consiste à mettre en place un élément diffractif à l'entrée de la fibre multicœurs qui va réaliser la séparation du faisceau gaussien initial en sept sous faisceaux gaussiens répartis hexagonalement. La diffraction peut être faite avec des éléments d'amplitude et/ou de phase. L'avantage d'utiliser des éléments de phase est de posséder une transmission de 100%. Nous pouvons donc mettre en place un élément diffractant de phase pur passif, qui réalise par diffraction la mise en forme du faisceau, mais ne permet de contrôler la phase de chaque sous faisceau (il faudrait rajouter un élément pour contrôler la phase de chaque sous faisceau). Ou utiliser un élément actif qui permet d'appliquer des pistons de phase en plus de mettre en forme le faisceau. Cet élément actif est un modulateur spatial de lumière (SLM spatial light modulator), il présente l'avantage de réaliser deux fonctions à lui tout seul, le contrôle des phases et la mise en forme du faisceau. Cette technique présente des pertes, de par la nature du modulateur spatial de lumière dont la réflexion est inférieure à 100% et de par le motif de phase à afficher sur le SLM qui réalise la diffraction du faisceau et qui possède une efficacité de diffraction inférieure à 100%.

- Par des coupleurs optiques et un « bundle » positionné en face de la fibre multicœurs

  Le principe est d'utiliser des coupleurs optiques 50/50 pour séparer le faisceau initial en sept sous faisceaux. L'injection serait assurée par un « bundle » ou paquet de fibres disposés exactement de la même manière que les cœurs de la fibre multicœurs. L'avantage de cette méthode est de pouvoir placer des modulateurs de phase fibrés (voir la partie 1.5.4) en amont des amplificateurs, ce qui permettra de corriger des variations de phases rapides. L'inconvénient est la réalisation du bundle qui doit convenir parfaitement à la fibre multicœurs qui sera utilisée pour faire de la combinaison cohérente.

Nous avons décidé d'utiliser la diffraction de phase avec le modulateur spatial de lumière (SLM spatial light modulator), pour réaliser l'injection dans les cœurs de la fibre, ainsi que le déphasage de chacune des voies de manière indépendante. Ce choix a été fait, parce que nous possédons déjà un modulateur spatial de lumière au laboratoire, et que ce dispositif remplit à lui tout seul deux fonctions, l'injection et le contrôle des phases. Mais il permet facilement la mise en forme de faisceaux, juste en changeant le profil de phase affiché sur la matrice. C'est donc un outil très pratique et polyvalent.

2.5 Principe de fonctionnement du SLM

Un SLM (Spatial Light Modulator) est un outil qui permet de moduler dans un plan donné le champ électromagnétique. Il peut s'apparenter à un élément diffractif qui modifie le champ point par point. Pour cela le SLM est composé d'une matrice de cristaux liquides. Il existe deux technologies de SLM, les SLM adressés électroniquement, où les cristaux liquides sont disposés entre deux matrices d'électrodes servant à l'adressage et les SLM adressés optiquement, qui disposent d'un matériau photoconducteur placé derrière les cristaux liquides : l'adressage de ces derniers est effectué par une onde optique. Le SLM adressé électroniquement est donc composé de grilles d'électrodes entrainant une pixellisation des cristaux liquides. Ces grilles ont donc l'inconvénient de diffracter le faisceau passant au travers du SLM. Pour Le SLM adressable optiquement, nous ne rencontrons pas ce genre de problèmes, puisque qu'il n'y a pas de matrice ou grille d'électrodes. Néanmoins les SLM adressables électroniquement sont plus matures d'un point de vue technologique. Nous ne nous attarderons donc pas sur le processus de fonctionnement des SLM adressable optiquement.

Les cristaux liquides qui forment la matrice du SLM possèdent une forme ellipsoïdale, ce sont des milieux anisotropes uniaxes, ils possèdent donc deux indices de réfraction : un indice ordinaire noté n_o, et un indice extraordinaire noté n_e. Cette biréfringence permet d'induire des retards de phase, car l'onde optique ne percevra pas le même indice suivant l'orientation du cristal. On parle d'indice effectif.

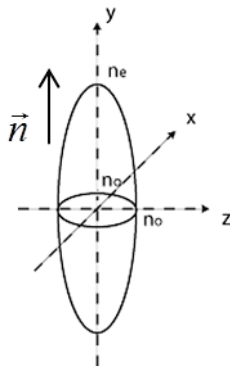

Figure 2.7 Représentation d'un cristal composant le SLM représenté sur l'ellipsoïde des indices

Ces cristaux sont rangés de façon ordonnée selon plusieurs agencements possibles [72] :

- Un agencement nématique correspond à une orientation identique pour l'ensemble des molécules. On dit qu'elles sont orientées suivant le vecteur directeur noté $\vec{n}$, en revanche la répartition de leur position dans l'espace ou de leur centre de masse est aléatoire.
- Un agencement smectique correspond également à une orientation identique de ces molécules suivant le vecteur directeur $\vec{n}$, par contre leur répartition spatiale est bien définie, chaque centre de masse des molécules est aligné par rapport à ses voisines, créant des couches ordonnées.
- Un agencement cholestérique où les molécules sont chirales. Dans cet agencement, les molécules sont rangées par couches successives dans lesquelles les centres de masses des molécules sont définis. Néanmoins dans une phase cholestérique, chaque couche possède son propre vecteur directeur d'orientation $\vec{n}$.

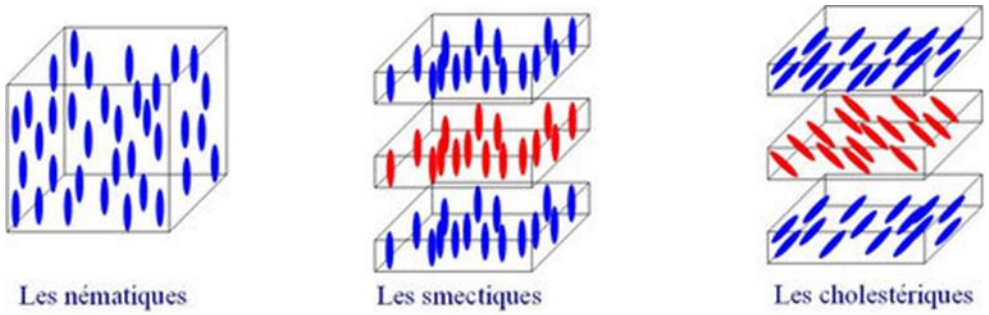

Figure 2.8 Représentation de différents agencements possibles des cristaux liquides dans une matrice [72]

L'orientation du vecteur directeur $\vec{n}$ de ces différents agencements peut-être obtenu en disposant des plaques d'alignement en verre. Une fois l'agencement souhaité, les molécules peuvent s'orienter librement en fonction du champ électromagnétique que l'on applique le long des matrices contenant les cristaux liquides. Pour moduler spatialement une onde optique, il faut pouvoir agir localement sur la zone active (composée des cristaux liquides). Pour cela une grille d'électrode est utilisée, elle peut s'apparenter à une matrice de pixels, cela permet de régler la tension à appliquer dans chaque pixel.

L'application d'un champ électrique le long des matrices contenant les molécules de cristaux liquides engendre des dipôles induits au sein de chaque molécule. En effet leur forme ellipsoïdale créée une répartition des charges le long du grand axe de la molécule (aux sommets de l'ellipsoïde). Cette répartition des charges autorise la rotation du cristal autour de son plus petit axe, sous l'action d'un champ électromagnétique. Ainsi nous pouvons localement appliquer un déphasage sur une onde optique.

Il existe deux manières de commander les cristaux liquides électroniquement : par adressage analogique, ou par adressage numérique. Dans le cas analogique, la tension appliquée aux bornes des cristaux est directement reliée au niveau de gris appliqué au pixel et donc au déphasage qui va être induit à l'onde optique traversant les cristaux concernés. L'orientation des cristaux dépend donc de la valeur de la tension appliquée aux bornes de la cellule. Pour l'adressage numérique, un train d'impulsion binaire est envoyé à haute fréquence aux bornes des cristaux liquides, c'est la séquence d'adressage qui détermine l'orientation des cristaux et donc le niveau de gris appliqué.

Le principale avantage de l'adressage numérique comparé à l'analogique, est la répétabilité des performances obtenues, en effet les tensions appliquées dans ce cas correspondent à marche ou arrêt (ON/OFF), c'est la séquence appliquée en fonction du niveau de gris désiré qui détermine le déphasage subit par l'onde optique. Tandis que pour le cas de l'adressage analogique, la valeur de la tension qui est appliquée aux bornes des cristaux liquides, doit être contrôlée de façon très précise pour obtenir le niveau de gris souhaité. Cette tension analogique peut subir de légères déviations ou fluctuations rendant la répétabilité du processus difficile. Un autre avantage de l'adressage numérique, est que l'ensemble des pixels sont adressés en même temps, contrairement à l'adressage analogique où un balayage progressif de la matrice est effectué, ce qui peut entrainer des problèmes de diaphonie entre les cellules adressées.

Néanmoins, lors d'un adressage numérique, les cristaux liquides perçoivent la moyenne temporelle de la séquence de « bits » ou modulation numérique émise, et étant donné la faible viscosité du milieu dans lequel baignent les cristaux, ces derniers oscillent autour de leurs orientations souhaitées. Ces fluctuations (notées flicker pour les anglophones) entrainent un bruit de phase sur le faisceau de sortie, soit à la fréquence du taux de rafraichissement du SLM, ou du taux d'émission de la séquence de « bits » adressés, ou à des harmoniques supérieures.

Il est possible de réduire ces fluctuations, en reprogrammant la séquence d'envoi des « bits ». Nous réduisons la longueur de la séquence émise et nous augmentons la fréquence d'émission [73], afin de réduire

l'amplitude des fluctuations. Une autre méthode consiste à agir sur la température du milieu dans lequel baignent les cristaux liquides [74], toujours pour réduire ces fluctuations.

2.6 Techniques de recombinaison à la sortie de la fibre

Il existe différentes méthodes pour recombiner les faisceaux en sorties d'amplificateurs (voir la partie 1.5.2). En revanche ces méthodes ne sont pas toutes adaptées pour recombiner les faisceaux en sortie de la fibre multicœurs. Il faut sélectionner une méthode de recombinaison efficace et facile à mettre en place en sortie de fibre multicœurs. La recombinaison des faisceaux peut donc s'effectuer en champ lointain, par propagation des faisceaux, ou en champ proche par superposition des faisceaux.

- Recombinaison par remplissage de pupille

  En sortie de fibre, les faisceaux sont collimatés, la recombinaison est faite par interférence entre les faisceaux dans le champ lointain. Si l'ensemble des voies sont en phases, la puissance contenue dans le lobe central en champ lointain sera alors maximale. Cependant, la distance entre les cœurs de la fibre est grande comparé au diamètre des cœurs. Pour augmenter l'efficacité de recombinaison en champ lointain, il est nécessaire de remplir au maximum la pupille du système. L'utilisation de matrice de microlentilles permet d'obtenir un remplissage optimal de la pupille, en revanche, la mise en place d'une matrice de microlentille de très courte focale devant la face de la fibre est difficile. Le choix de la focale et la position de la matrice sont déterminant pour obtenir une recombinaison efficace et proche de la limite théorique [39].

- Recombinaison par superposition de faisceaux

  Comme nous avons pu le voir précédemment, il existe différentes techniques de recombinaison par superposition de faisceaux, la séparation par des lames séparatrices, par état de polarisation, ou par interférences sur un élément diffractif (le cas de recombinaison par coupleur fibré n'est pas présenté car il ne permet pas de s'affranchir des limites imposées par les effets non-linéaires). La mise en place de lames séparatrices, ou de polariseurs en sortie de fibre pour la recombinaison n'est pas envisageable à cause de la faible distance séparant les cœurs (inférieure à 100 µm) C'est pourquoi, nous nous sommes orientés vers l'utilisation d'un élément diffractant (DOE), qui peut assurer la recombinaison des faisceaux issus des cœurs de la fibre multicœurs. Il suffit de trouver le profil de phase qui réalise la séparation d'un faisceau gaussien en 7 sous faisceaux répartis de façon hexagonale. Chacun des ordres est séparé avec un angle et une intensité prédéterminés. Ainsi, réciproquement lorsque les faisceaux arrivent avec le bon angle sur le DOE et en phase, ils se combinent pour former un faisceau unique gaussien (voir la Figure 2.9). L'efficacité de recombinaison est liée à l'efficacité de diffraction du DOE, qui peut dépasser 90% pour des profils de phase continus [75]–[78]. Le principe du DOE repose sur la diffraction de phase des ondes optiques pour permettre soit la séparation, soit la recombinaison des faisceaux.

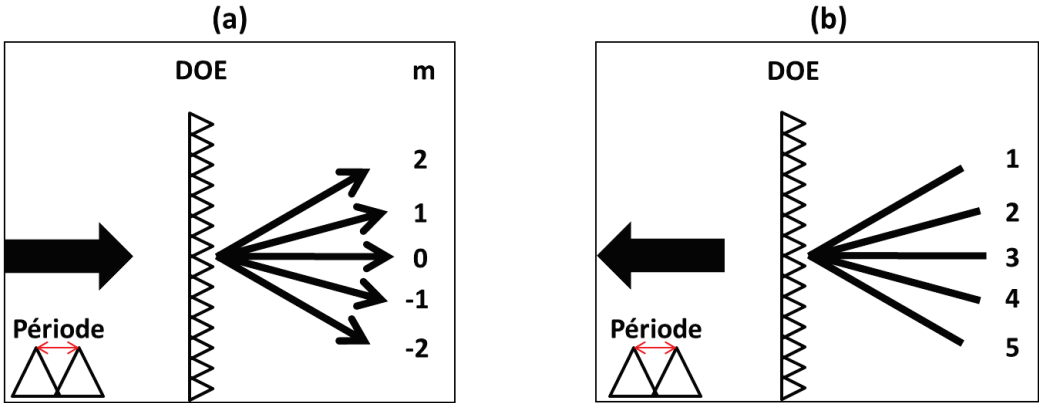

Figure 2.9 Représentation d'un DOE au motif périodique pour la séparation de faisceaux (a) ainsi que pour la combinaison (b)

Pour assurer la recombinaison des faisceaux en sortie de la fibre multicœurs, nous avons décidé d'utiliser un élément diffractant de phase pur (la diffraction se fait uniquement avec des termes de phase et non d'amplitude ce qui permet de conserver une transmission optique de 100%). La recombinaison est faite par l'optimisation de la puissance dans l'ordre 0 du DOE, ce qui nécessite une mise en phase des différentes voies de la fibre multicœurs.

2.7 Recombinaison spatiale avec un élément diffractif et injection de la pompe

Il existe différents types de DOE en fonction de l'utilisation souhaitée. Les lentilles réfractives, les miroirs et d'autres éléments diffractifs réalisent des fonctions de focalisation ou de mise en forme d'un faisceau. Ces fonctions sont réalisées en utilisant le principe de la diffraction d'amplitude et/ou de phase. Certains éléments diffractant servent à la séparation de faisceau créant N faisceaux à partir d'un seul faisceau initial. C'est ce type d'élément diffractant que l'on va utiliser pour la recombinaison des sous faisceaux en sortie de la fibre multicœurs. Si le DOE divise spatialement une onde, il suffit d'appliquer le processus inverse pour combiner plusieurs ondes en un seul faisceau.

Lorsqu'un faisceau lumineux passe au travers d'une structure périodique, il se retrouve diffracté sur plusieurs ordres. L'angle de séparation des différents ordres est inversement relié à la période de l'élément diffractant, une petite période entraîne de grand angle de séparation entre les ordres. La formule reliant ces deux paramètres est la suivante :

$$\sin(\theta_m) = \frac{m\lambda}{\Lambda} \qquad \textbf{2.1}$$

Avec m l'ordre de diffraction, λ la longueur d'onde et Λ la période de l'élément diffractant.

Bien que la formule précédente nous renseigne sur les angles de chaque ordre diffractés, elle ne nous rend pas compte de la puissance contenue dans chaque ordre. Cette donnée dépend de la nature (diffraction en amplitude ou en phase) et de la forme du profil de l'élément diffractant. Dans notre cas, nous utiliserons un élément diffractant transparent à la longueur d'onde de travail. La mise en forme est donc faite par diffraction de phase. L'avantage de la diffraction de phase comparée à la diffraction d'amplitude, est que le DOE possède une transmission de 100%, contrairement à un DOE qui diffracte en amplitude et possède un motif opaque et par conséquent une transmission inférieure à 100%.

Pour permettre la répartition spatiale des faisceaux souhaitée et donc la mise en forme du faisceau, il faut déterminer le motif de phase périodique qui constitue l'élément diffractant. En fonction des techniques de fabrication, le profil de phase peut-être continu ou découpé sur plusieurs niveaux (32, 16, ou 8 niveaux), l'efficacité du DOE est évidemment réduite lorsque l'on redécoupe le profil continu du motif. Plus on réduit le nombre de niveaux plus on réduit son efficacité, comme on peut le voir sur la Figure 2.10. Il existe également des DOE dits binaires, ils ne possèdent que deux niveaux de phase pour réaliser la même fonction. Dans ce cas il ne s'agit plus de redécouper le profil continu mais de recalculer un nouveau profil ne possédant que deux niveaux de phase, ces DOE sont appelés « réseau de Damman » (Figure 2.11).

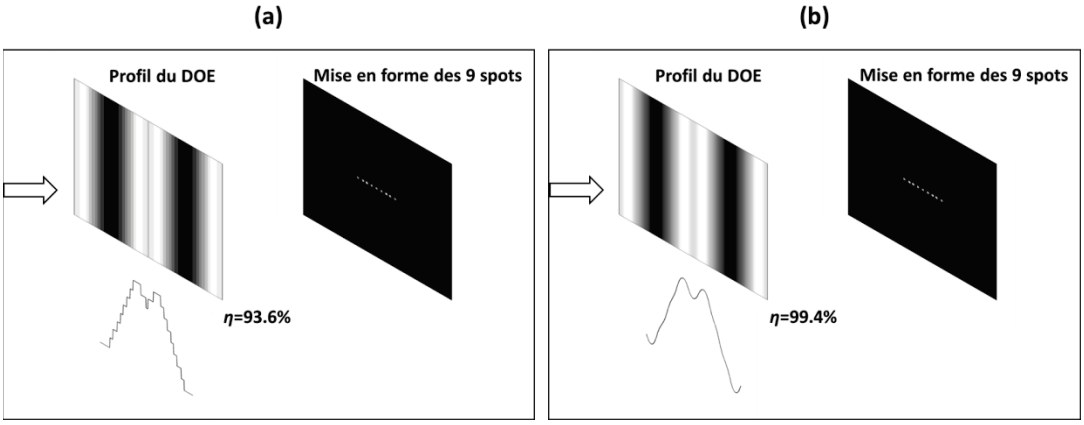

Figure 2.10 Représentation d'un profil de phase de DOE assurant la séparation 1 vers 9 faisceaux pour un profil à 8 niveaux (a) et pour un profil continu (b)

Pour les DOE continus ou multi niveaux, l'optimisation de l'efficacité du DOE passe par l'optimisation du profil de phase du motif élémentaire périodique. Dans le cas de DOE multi niveaux nous venons juste découper ce profil en 32, 16, ou 8 niveaux. En revanche pour les DOE de type Damman, il n'y a que deux niveaux de phase, donc l'optimisation ne peut pas se faire sur le profil mais plutôt sur l'espacement et les positions des zones de transition de phase, comme nous pouvons le voir sur la Figure 2.11. En fonction de l'arrangement, on peut accroitre ou réduire la puissance dans certains ordres de diffraction et s'approcher au mieux de la fonction souhaitée pour le DOE.

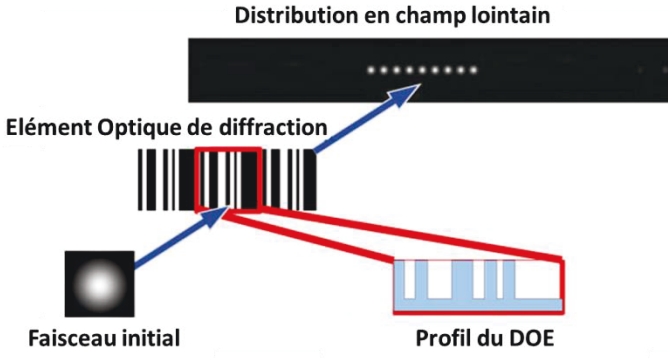

Figure 2.11 Représentation d'un profil de phase binaire (type Damman) assurant la séparation 1 vers 9 avec une efficacité de diffraction de 75%.

Comme on a pu le voir dans les sections précédentes, la fibre multicœurs ne possède pas de gaine pour guider le faisceau de pompe : ce dernier doit être injecté directement dans l'ensemble des cœurs. Le DOE convient parfaitement à la mise en forme de faisceau gaussien : en effet il faut pouvoir séparer la pompe en 7 faisceaux répartis de façon hexagonale. De plus, le laser de pompe possède une forte puissance moyenne (5 W), il faut donc un élément pouvant tenir le flux optique imposé. Aux longueurs d'onde proche infra-rouge, nous pouvons encore utiliser du verre de silice qui possède une tenue aux flux importantes et ne risque pas de subir de dommages de la part du faisceau de pompe. Nous pouvons donc utiliser le même élément diffractant pour la combinaison du signal et la séparation de la pompe. Cet élément assurera la combinaison des faisceaux du signal en sortie d'amplificateurs et la séparation du faisceau monomode de pompe en 7 sous faisceaux.

Etant donné que nous utiliserons un seul DOE pour l'injection de la pompe et la recombinaison du signal, nous allons subir du chromatisme induit par le DOE, chaque longueur d'onde est diffractée avec un angle différent selon l'équation 2.1. Ces pertes seront étudiées plus en détail au chapitre 3.

2.8 Récapitulatif et conclusion

Dans cette partie, nous avons vu les attentes du projet multifemto, à savoir la création de sources de fortes puissances (moyennes et crêtes) par combinaison cohérente dans une fibre multicœurs. Nous avons également pu voir différentes applications utilisant des fibres multicœurs comme milieu amplificateur, qu'elles soient à cœurs couplés ou découplés. Nous nous sommes intéressés à la conception de la fibre multicœurs par la technique d'assemblage-étirage et la complexité du processus, ainsi que la difficulté à ajouter par exemple une gaine de pompe ou obtenir un co-dopage erbium ytterbium qui permettra d'avoir une plus forte absorption de la pompe dans la fibre.

Pour effectuer de la combinaison cohérente dans la fibre multicœurs, nous avons regardé les techniques qui permettent d'injecter dans les cœurs de la fibre et de recombiner en sortie de façon efficace, en fonction du coût et du matériel disponible au laboratoire. Nous avons donc fait le choix d'utiliser un modulateur spatial de lumière pour séparer le faisceau initial de l'oscillateur local en N sous faisceaux à injecter dans les cœurs de la fibre. Cet outil présente l'avantage de contrôler également la phase temporelle de chacune des voies par des mouvements de pistons des cristaux liquides. La recombinaison du signal sera faite par interférences entre les N faisceaux sur un élément diffractant (un DOE) : ainsi l'efficacité de recombinaison théorique sera limitée par l'efficacité de diffraction du DOE. Un système de combinaison cohérente peut s'assimiler à un interféromètre à voies multiples. Donc pour optimiser la puissance combinée de sortie, il est nécessaire de contrôler les phases des voies. Pour ce faire, il faut mesurer le déphasage en sortie et via un système d'asservissement rétroagir sur les phases en entrée. Pour assurer une mise en phase de qualité en sortie de combinaison cohérente, il est nécessaire de connaître le bruit de phase induit par les amplificateurs et, la bande passante du système d'asservissement. Le système d'asservissement qui sera choisi pour la suite est présenté dans le chapitre suivant, il s'agit de l'algorithme SPGD, il présente l'avantage d'utiliser un seul détecteur pour mesurer la qualité de combinaison du système rendant ce système bas coût et facilitant son implémentation.

Dans le chapitre suivant, nous allons mettre en place expérimentalement le montage de combinaison cohérente avec la fibre multicœurs. Dans un premier temps, cela consiste à mettre en place l'injection du faisceau dans les cœurs de la fibre et à contrôler la phase de chacune des voies qui sera amplifiée. Dans un second temps, nous allons nous intéresser à la recombinaison du signal et à l'injection du faisceau de pompe dans les cœurs de la fibre, étant donné que cette dernière ne possède pas de gaine guidant la pompe. Puis nous finirons par des mesures caractéristiques d'amplification dans la fibre et par la mise en place du système d'asservissement pour assurer la mise en phase du système.

3 Combinaison cohérente dans la fibre multicœurs

Dans ce chapitre, nous allons détailler le montage expérimental visible sur la Figure 3.1 pour effectuer la combinaison cohérente en régime impulsionnel long (200 ns à mi-hauteur).

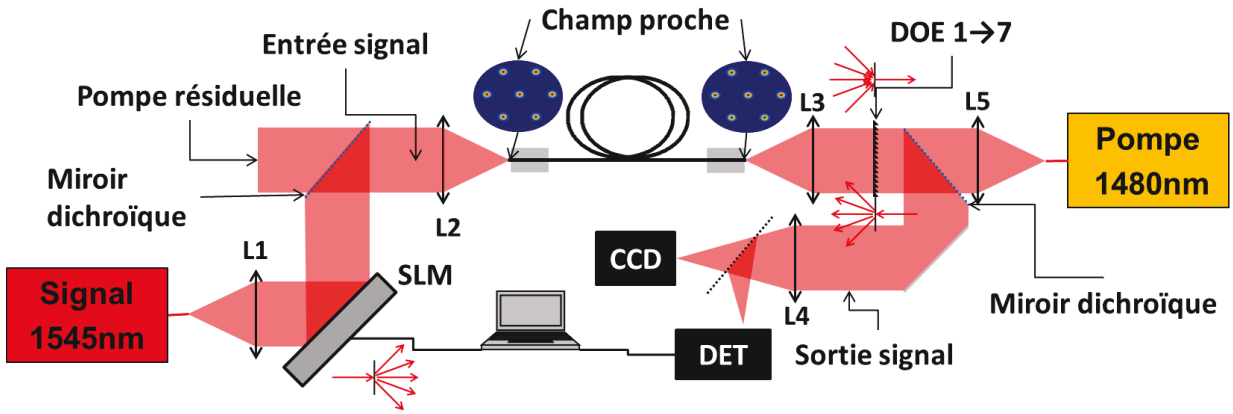

Figure 3.1 Montage expérimental de combinaison cohérente dans la fibre multicoeurs dopée erbium

Nous allons étudier les différentes briques de ce montage en trois parties qui vont suivre :

- La première partie s'intéressera à la géométrie de la fibre multicœurs, ainsi que l'injection du faisceau gaussien monomode dans les sept cœurs de la fibre avec un modulateur spatial de lumière (SLM) agissant uniquement sur la phase de l'onde à diffracter.
- La deuxième partie s'intéressera à la recombinaison du signal amplifié en sortie de fibre multicœurs à l'aide d'un élément diffractant (DOE). Le DOE aura un double rôle : la recombinaison du signal et, l'injection du faisceau de pompe dans les cœurs de la fibre (cette dernière ne possède pas de gaine servant à guider la pompe).
- La troisième partie concerne les résultats de mesure obtenus avec la fibre ainsi que le système d'asservissement mis en place pour assurer la mise en phase de l'ensemble des cœurs. L'asservissement utilisé pour ce montage sera stochastique : il s'agira d'un algorithme SPGD (Stochastich Parallel Gradient Descent). Nous présenterons une technique pour la mesure de phase relative entre les voies de la fibre.

3.1 Description géométrique de la fibre multicœurs et injection dans les cœurs

Dans cette partie, nous allons détailler les mesures des caractéristiques de la fibre multicœurs, ainsi que la mise en place d'un modulateur spatial de lumière pour l'injection et le contrôle des phases des voies amplificatrices. Cette partie correspond au schéma présenté sur la Figure 3.2 extrait du montage expérimental de la Figure 3.1.

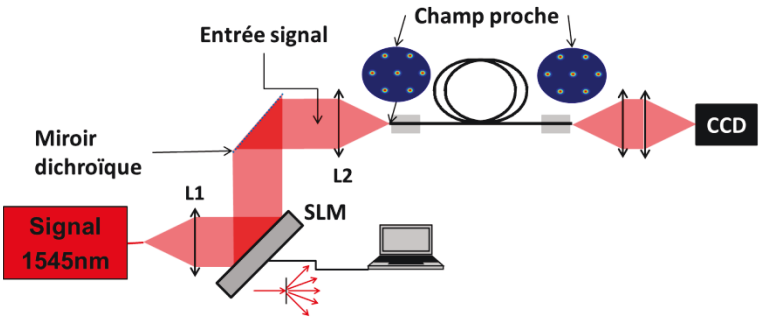

Figure 3.2 Brique du montage expérimental détaillé dans la partie suivante

Les deux fibres utilisées par la suite correspondent à celles tirées au début de la préforme (A) et à la fin de la préforme (D), comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.3. Nous ne possédons pas les deux fibres B et C du milieu de la préforme et nous verrons par la suite que la fibre tirée à la fin de la préforme (D), n'est pas parfaitement symétrique : des déformations sont apparues lors du processus de fibrage.

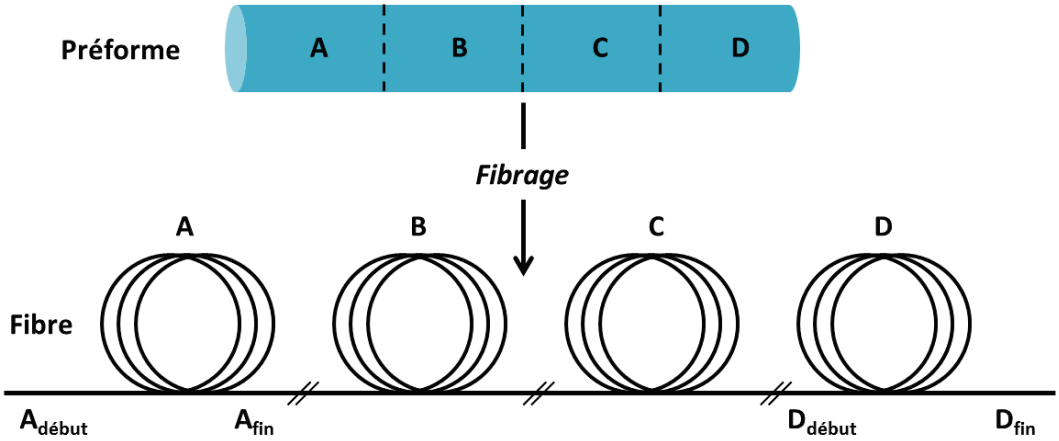

Figure 3.3 Notation des 4 fibres tirées en fonctions de leurs positions sur la préforme

3.1.1 Présentation et caractéristiques des fibres

Nous avons dans un premier temps visualisé chacune des faces des fibres à l'aide d'un système d'imagerie et d'un capteur CCD appartenant à une soudeuse à fibre (VYTRAN). Cela permet un contrôle de l'aspect général des faces après une clive, mais aussi de mesurer les distances séparant les cœurs de la fibre, le diamètre extérieur de la fibre ou encore les diamètres des cœurs.

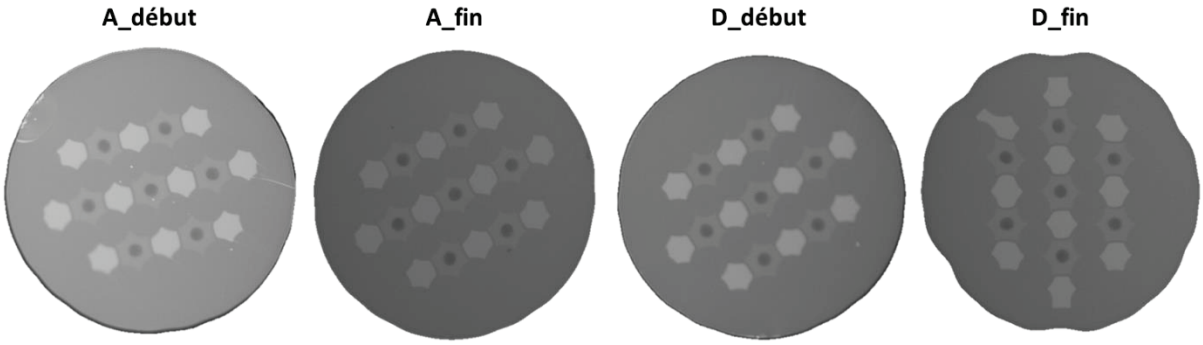

Figure 3.4 Visualisation des faces d'entrées et de sorties des deux fibres (TB93A et TB93D)

Les faces des deux fibres (TB93A et TB93D) sont visibles sur la Figure 3.4 ci-dessus. Nous remarquons de suite l'aspect inhomogène et déformé de la dernière face (TB93D_fin), elle correspond à la fin de la fibre issue de la fin de la préforme. Visiblement il est apparu plus difficile lors du processus de fibrage d'obtenir une fibre à l'aspect homogène dans cette section de la préforme.

Nous présentons un résumé des différentes mesures géométriques qui ont pu être réalisées à partir des faces des fibres de la Figure 3.4, dans le tableau suivant.

		Fibre A_début	Fibre A_fin	Fibre D_début	Fibre D_fin
Distance entre le cœur central et les cœurs périphériques	Moyenne	85,0 µm	85,1 µm	82,9 µm	81,4 µm
	Ecart type	0,1 µm	0,1 µm	1,3 µm	1,6 µm
Diamètre des cœurs	Moyenne	18 µm ± 0,5 µm	18 µm ± 0,5 µm	17 µm ± 0,5 µm	17 µm ± 0,5 µm
Diamètre de la fibre	Max	401 µm	401 µm	400 µm	391 µm
	Min	396 µm	397 µm	392 µm	380 µm
Nota Bene		RAS	RAS	RAS	Aspect déformé

Grâce aux différentes mesures du tableau, nous remarquons que, comme dans la Figure 3.4 la fibre TB93D est très inhomogène sur sa face de fin (D_fin), mais aussi sur sa face d'entrée (D_début). En effet nous mesurons un écart type dans les positions des cœurs dix fois supérieurs pour la fibre TB93D comparée à la fibre TB93A. Nous notons également que le diamètre de la fibre D évolue rapidement entre le début de la fibre et la fin, signe d'une tension de fibrage plus importante.

En d'autres termes, la fibre TB93A est nettement plus régulière et homogène que la fibre TB93D. De plus, les cœurs de la fibre D sont légèrement elliptiques, ce qui ne facilite pas l'injection d'un faisceau gaussien. On mesure une ellipticité moyenne de 0,166, l'ellipticité géométrique étant définie par la formule suivante :

$$\varepsilon = 1 - \frac{a}{b} \qquad \textbf{3.1}$$

Avec *a* le petit axe de l'ellipse et *b* le grand axe.

La mesure du diamètre de mode est faite en injectant un seul cœur de la fibre. A la sortie de la fibre, on met en place un système d'imagerie pour afficher le champ proche sur un capteur CCD. On approxime le faisceau enregistré avec le capteur CCD par une gaussienne, puis on vient mesurer le waist de cette gaussienne, qui correspond au diamètre de mode de notre fibre (en prenant en compte le grossissement induit par le système d'imagerie). Le diamètre de mode moyen entre les différents cœurs est de 15,5 µm ± 0. 5 µm.

Le profil d'indice d'un des cœurs de la fibre (voir la Figure 3.5) a été mesuré par le laboratoire constructeur (Phlam). Nous mesurerons un Δn=0,0038 entre le cœur et le piédestal, cette mesure nous permet de connaître précisément l'ouverture numérique de chacun des cœurs de la fibre grâce à l'équation 1.2 définie au chapitre précédent : *ON*=0,10.

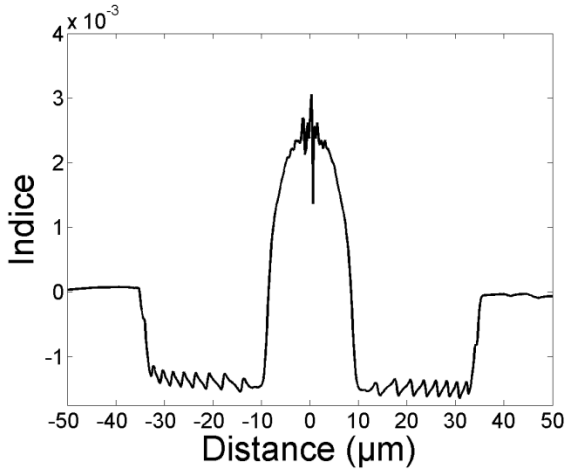

Figure 3.5 Tracé du profil d'indice d'un cœur de la fibre (donnée fabriquant). L'indice de la silice pur est ramené à zéro pour faciliter la lecture de la différence d'indice entre le cœur et la gaine.

Il est important qu'il n'y ait pas de couplage entre les différents cœurs de la fibre pour pouvoir faire de la combinaison cohérente par division spatiale de faisceaux. Pour vérifier cette information, nous injectons un faisceau dans un cœur de la fibre, puis nous mesurons la puissance en sortie issue des cœurs voisins. Un premier test a été effectué à 1550 nm (longueur d'onde de travail) sur 10 mètres de longueur de fibre, aucun couplage n'a été observé. La fibre a été ensuite enroulée autour d'un touret de 32 cm de diamètre pour forcer le faisceau à fuir par la gaine, le couplage observé est inférieur à 0,1% soit 30 dB, ce qui est suffisamment faible pour estimer qu'il n'y a pas de couplage d'énergie entre les cœurs. La formule pour la mesure du couplage entre cœurs est définie de la façon suivante :

$$\eta_{couplage/coeur} = \frac{P_{out/coeur/voi\sin}}{P_{out/coeur/injecté}} \qquad \textbf{3.2}$$

Cette formule est valable uniquement si le couplage est très faible entre les cœurs comme dans notre cas.

Nous allons maintenant nous intéresser à l'injection du faisceau gaussien dans les cœurs de la fibre, grâce à l'utilisation d'un modulateur spatial de lumière (SLM).

3.1.2 Mesures caractéristiques et mise en place du SLM

Le SLM utilisé dans nos expérimentations est un modèle « TELCO Phase-Only » vendu par la société Holoeye, il adressable électroniquement et est de type LCOS (Liquid Crystal On Silicon), il n'agit que sur la phase du faisceau optique.

La matrice comporte 1920 x 1080 pixels, la dimension d'un pixel est de 8 µm (suivant les deux axes). Le taux de remplissage de la matrice (correspond à la surface totale de la matrice moins la surface utilisée par les grilles servant à l'adressage électronique divisée par la surface totale de la matrice) est de 87%. Ce facteur est illustré sur la Figure 3.6 suivante.

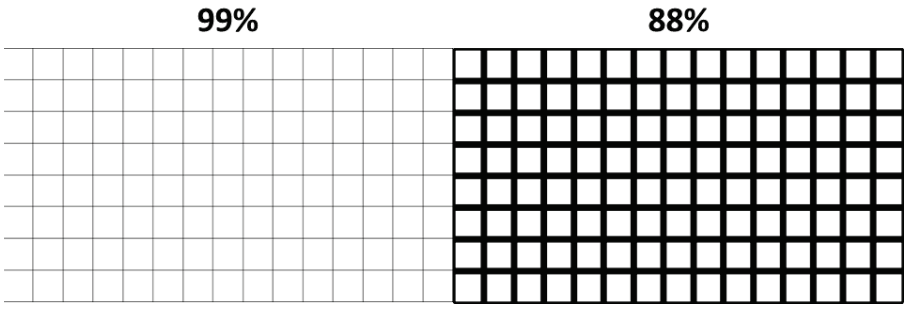

Figure 3.6 Illustration du facteur de remplissage pour une matrice commandée électroniquement

La matrice fait 15,36 mm par 8,64 mm et son seuil de dommage est de 2 W/cm^2. Il y a 256 niveaux de phase adressables (soit 8 bits) par commande DVI (Digital Visual Interface), la fréquence de rafraichissement est de 60 Hz. La matrice de pixel du modèle TELCO est optimisée pour fonctionner autour de 1550 nm.

Nous souhaitons mesurer la réflectivité du SLM, c'est-à-dire la lumière réfléchie par le miroir de fond du SLM et non celle diffractée par la grille d'adressage électronique. Pour ce faire, nous mettons en place le montage expérimental visible sur la Figure 3.7. Le faisceau gaussien incident est collimaté et envoyé sur la matrice (ou l'écran) du SLM, après interaction avec les cristaux liquides, le faisceau est réfléchi par le miroir de fond. Pour distinguer le faisceau incident du faisceau réfléchi, nous appliquons un angle (< 15°) entre le faisceau incident et la matrice. Un niveau de gris constant est transmis aux cristaux liquides pour appliquer une phase constante à l'ensemble du faisceau et pouvoir mesurer la réflectivité de la matrice de pixels.

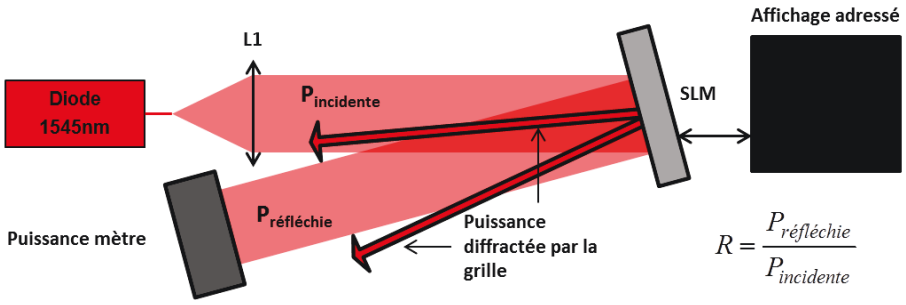

Figure 3.7 Schéma de principe de la mesure de reflectivité du SLM

La mesure est faite en sélectionnant uniquement l'ordre zéro issu du SLM. 62% de la lumière incidente est réfléchie dans l'ordre zéro et sert à la mise en forme du faisceau. Le reste étant diffracté par la grille d'adressage.

Dans notre cas, le faisceau doit être mis en forme par diffraction pour créer 7 sous faisceaux dans le plan focal d'une lentille répartis hexagonalement. Mais pour cela, il faut d'abord régler l'état de polarisation incident sur le SLM pour diffracter correctement le faisceau gaussien et créer le bon motif au plan focal de la lentille d'injection.

- Réglage de l'état de polarisation

Pour que les cristaux du SLM puissent agir sur le faisceau, il faut que l'état de polarisation de ce dernier soit défini au préalable, il doit être rectiligne et parallèle à l'axe directeur des cristaux liquides [79] (vecteur $\vec{n}$ sur la Figure 2.7). Pour rendre compte de l'état de polarisation de la lumière après réflexion sur le SLM, nous faisons une mesure d'ellipticité optique, dont le principe est représenté sur la Figure 3.8, et la formule est la suivante :

$$\varepsilon(\alpha) = \tan^{-1}\left(\frac{P_{\min}}{P_{\max}}\right) \qquad \textbf{3.3}$$

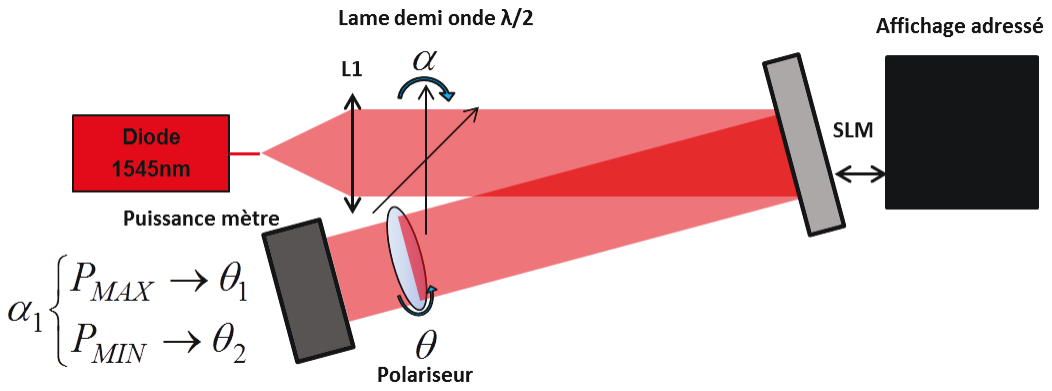

Figure 3.8 Schéma de principe pour le réglage de l'état de polarisation du faisceau, la mesure est faite par ellipticité optique

Nous collimatons un faisceau issu d'une diode laser (L1), le faisceau passe au travers d'une lame demi onde, et est envoyé sur la matrice de SLM. Le rôle de la lame demi-onde est de tourner (α) la polarisation du faisceau incident qui est rectiligne en sortie de diode. Le faisceau réfléchi passe au travers d'un polariseur puis est capté par un puissance-mètre. Pour chaque orientation de la lame demi-onde, on mesure la puissance maximale et minimale reçu par le puissance-mètre en fonction de l'orientation du polariseur de sortie. Lorsqu'il y a un fort ratio d'extinction, cela signifie que l'état de polarisation faisceau réfléchi est linéaire et parallèle à un des deux axes directeurs des cristaux liquides. Pour distinguer ces deux axes, il suffit d'afficher un motif sur le SLM, afin de distinguer l'ordre +1 de l'ordre 0 du SLM.

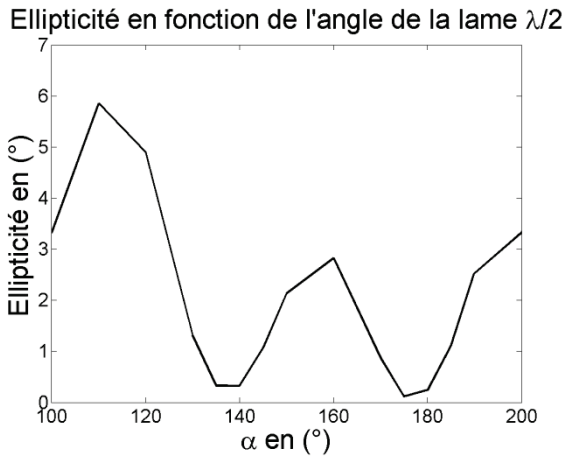

Figure 3.9 L'ellipticité optique, en fonction de l'orientation de la lame demi-onde pour le réglage de la polarisation

Après avoir mesuré l'ellipticité (voir la Figure 3.9), nous visualisons deux points de fonctionnement correspondant aux minimas d'ellipticité soit 135° et 180°. Ces deux points de fonctionnement correspondent aux deux axes directeurs des cristaux liquides. Pour déterminer l'orientation de la lame demi-onde incidente au SLM et donc le bon fonctionnement du SLM, on image un faisceau hors de l'ordre zéro du SLM en affichant une rampe de phase. Le point de fonctionnement correspond au cas où la puissance dans l'ordre zéro est minimale et celle dans l'ordre +1 est maximale. Dans notre cas l'orientation est de 180° pour la lame demi-onde, ce qui correspond à une polarisation verticale parallèle au vecteur directeur $\vec{n}$ des cristaux liquides, dont le principe est illustré sur la Figure 2.7.

- Mesure de l'efficacité de diffraction

Nous mesurons l'efficacité de diffraction du SLM hors de l'ordre zéro, pour cela nous affichons un motif simple sur le SLM. Une rampe de phase vient décaler le faisceau à imager derrière une lentille hors de l'ordre zéro du SLM, comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.10.

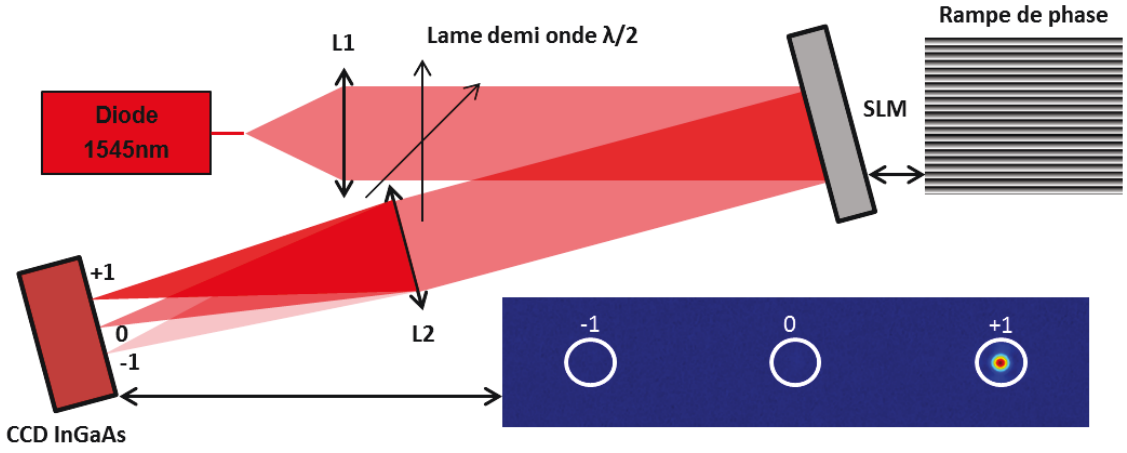

Figure 3.10 Schéma de principe de la mesure de l'efficacité de diffraction du SLM

Pour déterminer le pourcentage de puissance utilisable dans l'ordre utile (ordre +1), nous mesurons dans un premier temps la puissance lorsque rien n'est adressé sur le SLM, il s'agit juste de la réflectivité du faisceau (62 % de la puissance de initiale). Cette mesure correspond à la première ligne du tableau ci-dessous, l'efficacité de diffraction est mesurée par rapport à la puissance réfléchie utile par le SLM.

Ordre de diffraction	Affichage sur le SLM	Puissance	Pourcentage (%)
0	Ecran noir	21,4 mW	100 %
-1	Rampe de phase	0,24 mW	1,12 %
0	Rampe de phase	1,11 mW	5 %
+1	Rampe de phase	18,7 mW	87 %

En affichant une rampe de phase, on mesure que 87% de la lumière réfléchie par le SLM est dans l'ordre +1, ce qui donne une efficacité totale du SLM de 53% dans le cas simple d'une rampe de phase. L'efficacité totale du SLM dépendra de l'efficacité de diffraction propre à la carte de phase affichée sur la matrice du SLM, et sera notée :

$$\eta_{SLM} = R \cdot \eta_{diffraction/motif} \quad \textbf{3.4}$$

Ou R représente la réflectivité du SLM.

3.1.3 Synthèse d'une carte de phase modélisant le champ complexe

Nous cherchons à coder la carte de phase à afficher sur le SLM qui permet la mise en forme du faisceau par diffraction au plan focal d'une lentille. Le profil d'intensité à réaliser correspond à 7 gaussiennes réparties hexagonalement.

Le SLM est situé en amont de la lentille d'injection, nous le positionnons de telle sorte que le champ complexe sur le SLM (faisceau gaussien incident plus la carte de phase) soit relié par transformée de Fourier au champ complexe dans le plan focal de la lentille d'injection (plan d'injection dans les cœurs de la fibre), comme on peut le voir sur la Figure 3.11.

Le champ complexe dans le plan d'injection de la fibre correspond à une somme de gaussiennes translatées dans l'espace. Or une translation dans le domaine de Fourier correspond à une modulation de phase dans le domaine réel $TF\left\{f(x).e^{ix_0}\right\} = F(\varepsilon - \varepsilon_0)$, où ε_0 représente la variable conjuguée de x_0.

La transmittance complexe du SLM est définie de la façon suivante

$$t_{SLM}(x, y) = e^{i\phi_{SLM}} \quad \textbf{3.5}$$

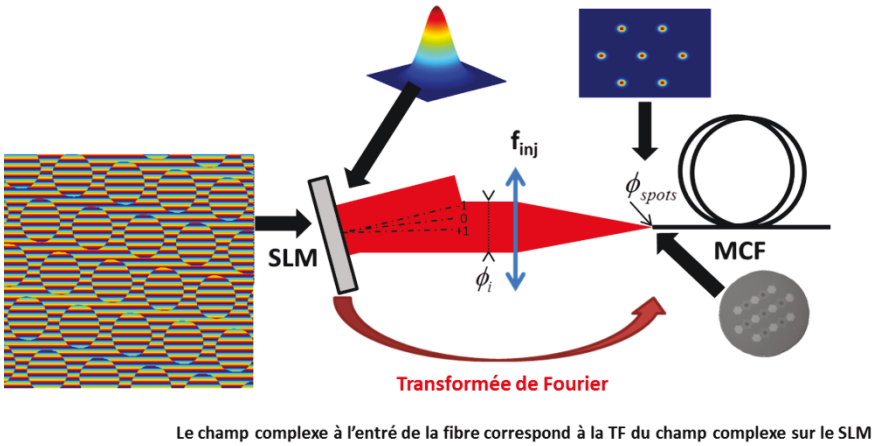

Figure 3.11 Schéma de principe de l'injection du faisceau gaussien dans les cœurs de la fibre par diffraction de phase

Dans notre cas, le champ complexe à coder est de la forme :

$$t_{SLM} = \sum_{k=1}^{N} e^{2i\pi/\lambda f\left[xu_k + yv_k + \varphi_k\right]} \qquad \textbf{3.6}$$

Avec $\exp(i(xu + yv))$ la phase linéaire qui permet la translation dans le domaine réel aux positions u et v, λ la longueur d'onde, f la longueur focale et φ la phase constante octroyée au faisceau correspondant. Cependant notre SLM module uniquement la phase du champ complexe, nous ne pouvons pas coder l'information contenue dans le module du champ complexe. Nous allons devoir afficher l'argument et dans ce cas, la phase à afficher sur le SLM correspond à :

$$\phi_{SLM} = angle\left\{\sum_{k=1}^{N} e^{2i\pi/\lambda f\left[xu_k + yv_k + \varphi_k\right]}\right\} \qquad \textbf{3.7}$$

En utilisant cette phase pour diffracter le faisceau gaussien initial, nous avons constaté que la puissance contenue dans chacun des sept sous faisceaux créés n'est pas uniforme à cause d'interférence entre les faisceaux. Nous avons pondéré chaque translateur (ou phase linéaire) par un coefficient α, comme présenté dans l'expression suivante.

$$\phi_{SLM} = angle\left\{\sum_{k=1}^{N} \alpha_k e^{2i\pi/\lambda f\left[xu_k + yv_k + \varphi_k\right]}\right\} \qquad \textbf{3.8}$$

L'expression précédente est optimisée en laissant varier les paramètres α_k *et* φ_k. Les critères d'optimisation sont l'efficacité de diffraction, l'uniformité et surtout l'erreur des phases (entre celles souhaitées et celles mesurées). Une erreur de 0,1 radian RMS entraine une chute de 1% sur l'efficacité de combinaison, tandis qu'il faut un écart de 20% RMS sur l'uniformité entre les puissances des voies pour faire chuter l'efficacité de combinaison de 1% [36].

L'optimisation est faite par moindres carrés. Nous générons une carte de phase, et par transformée de Fourier nous obtenons le champ complexe souhaité. Il ne reste plus qu'à mesurer l'uniformité, l'efficacité de diffraction et les valeurs des phases des faisceaux pour les comparer aux phases de consignes mises en entrée, selon le principe de la Figure 3.12.

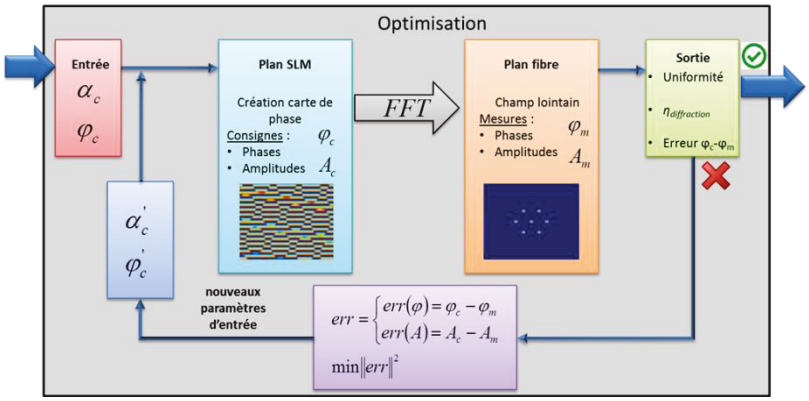

Figure 3.12 Principe d'optimisation de la carte de phase

Après optimisation, nous obtenons la carte de phase visible sur la Figure 3.13 (b) qui permet de mettre en forme le faisceau gaussien en 7 sous faisceaux répartis hexagonalement, visible sur la Figure 3.13 (a). Les phases constantes de ces sept sous faisceaux sont nulles, sauf pour le faisceau central déphasé de π.

Les caractéristiques obtenues avec cette carte de phase sont les suivantes :

- Une uniformité entre les voies inférieure à 1,23 % en contraste
- Une efficacité de diffraction de 80%
- Une erreur de phase entre la consigne et la mesure inférieure à 0,5 % RMS.

Pour d'autres valeurs de phase aux sept faisceaux créés, la carte de phase résultante n'aura pas les mêmes caractéristiques comme nous allons le voir dans la partie suivante.

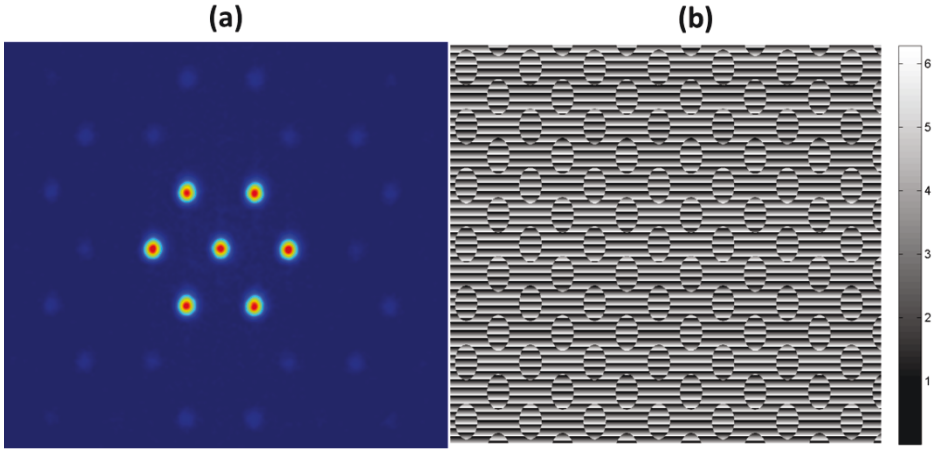

Figure 3.13 Simulation du profil d'intensité après mise en forme par diffraction (a) avec le motif de phase présenté en (b)

En revanche chaque calcul d'optimisation pour obtenir une carte de phase efficace et uniforme nécessite un temps d'environ 1,5 s, ce qui peut poser des problèmes pour un montage interférométrique de mise en phase, où les perturbations des phases par l'environnement extérieur sont causées par des phénomènes plus rapides (par exemple des variations mécaniques).

3.1.4 Comparaison des cartes de phases simulées obtenues avec ou sans optimisation

Nous avons présenté précédemment la synthèse d'une carte de phase, obtenue pour une combinaison de phase définie. Or pour un montage de combinaison cohérente où nous souhaitons mettre en phase différentes voies, il nous faut pouvoir appliquer différentes combinaisons de phases, dont certaines auront une efficacité de diffraction, une uniformité et des erreurs de phase différentes. Ces caractéristiques sont calculées de la manière suivante :

$$\eta_{diffraction} = \frac{P_{utile}}{P_{Totale}} \tag{3.9}$$

$$uniformité = \frac{\max(P_{utile}) - \min(P_{utile})}{\max(P_{utile}) + \min(P_{utile})} \tag{3.10}$$

$$erreur_\varphi = \mathrm{mod}\left[\varphi_{mesurée} - \varphi_{consigne}, 2\pi\right] \tag{3.11}$$

Dans ce but, nous allons simuler différentes cartes de phase pour différentes combinaisons de phases à appliquer aux voies amplifiées. Nous allons utiliser deux techniques :

- Celle qui utilise le paramètre alpha et obtenu par l'optimisation aux moindres carrés décrite précédemment
- Celle qui consiste à juste appliquer les valeurs de phases souhaitées pour chacune des voies sans optimisation

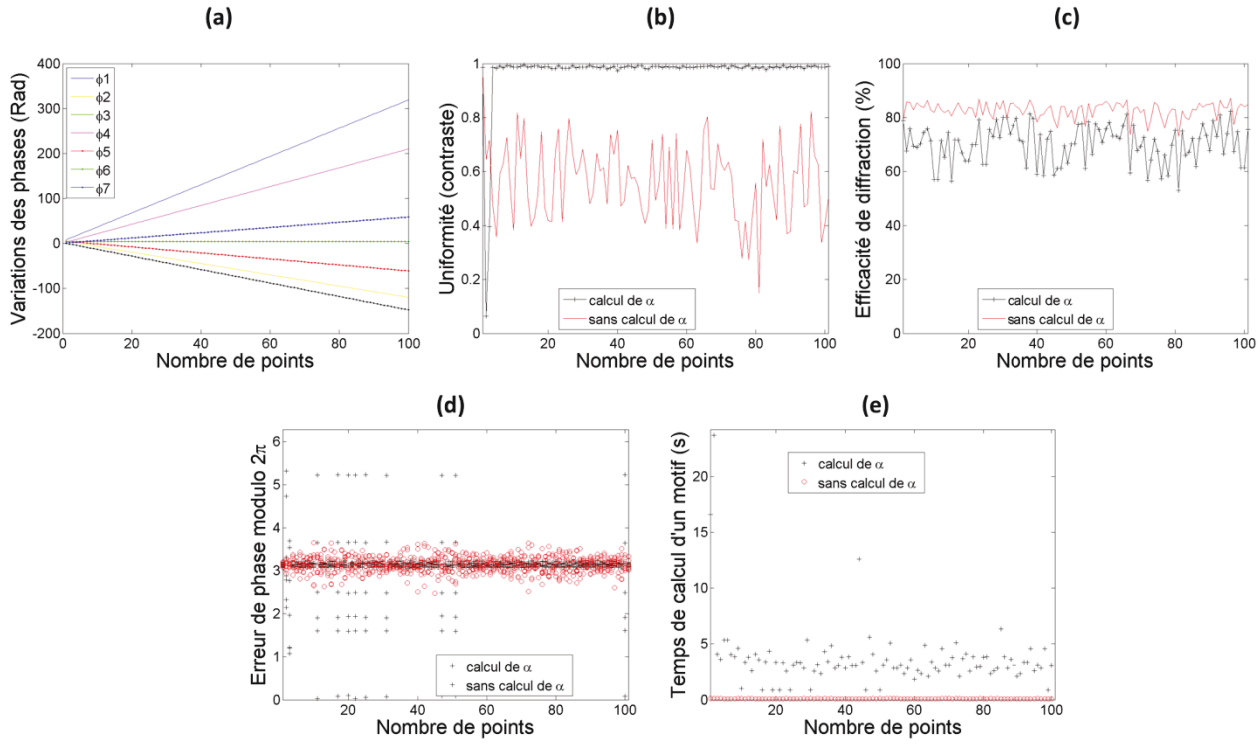

Figure 3.14 Analyse des cartes de phase simulées en fonction des phases appliquées en entrée (a), de l'uniformité (b), de l'efficacité de diffraction (c) des erreurs des mesures des phases modulo 2π (d) et du temps de calcul (e)

Nous pouvons voir sur la Figure 3.14 (b) que le paramètre α influe fortement sur l'uniformité de puissance des faisceaux diffractés, tandis que sans optimisation, l'uniformité (contraste) fluctue fortement entre 30% et 80% en fonction des phases appliquées en entrée, visible sur la Figure 3.14 (a).

L'efficacité de diffraction visible sur la Figure 3.14 (c) est légèrement inférieure lorsque le calcul du motif de phase est fait par optimisation aux moindres carrés ($\eta \approx 70\%$), contre environ 85% pour le motif de phase sans optimisation. En effet nous avons noté de façon empirique que en optique diffractive, plus un système tend à être efficace moins la puissance répartie dans les ordres de diffraction sera uniforme. L'uniformité des ordres est inversement reliée à l'efficacité de diffraction.

Sur la Figure 3.14 (d), nous présentons les erreurs entre les phases souhaitées pour chacune des sept voies et celles mesurées (l'erreur de phase mesurée est ramenée autour π). Nous remarquons que pour certaines combinaisons de phases en entrée, l'optimisation par moindres carrés échoue et les valeurs des phases mesurées ne correspondent pas à celles souhaitées.

Enfin la dernière, Figure 3.14 (e) nous présentons le temps de calcul d'un motif de phase en fonction des différentes cartes de phases calculées. Il apparait évident que la création d'une carte de phase sans passer par l'optimisateur est nettement plus rapide (< 46 ms) comparée à une créée avec l'optimisateur (> 400 ms).

Etant donné l'usage réservé au modulateur spatial de lumière, soit la mise en forme du faisceau mais également la mise en phase des différentes voies amplificatrices, il parait préférable d'avoir un système rapide pour corriger les variations de phases au sein de l'amplificateur à fibre multicœurs. De plus il a été démontré que pour un système de combinaison cohérente, 0,1 rad RMS de variation entre les phases, ou 20% de différence de puissance entre les voies (contraste) entrainent une chute de 1% de l'efficacité de combinaison [36]. Ainsi, nous souhaitons un système qui applique des valeurs de phases correctes plutôt que des voies uniformes en puissance. De plus la non-uniformité peut être compensée par la saturation du gain dans l'amplificateur à fibre multicœurs. Mais la puissance en entrée d'un cœur ne doit pas être nulle ou quasi-nulle, car cela favoriserait la création d'ASE qui ne participerait pas à la combinaison cohérente de faisceaux.

Nous allons maintenant nous intéresser à l'adressage électronique des cristaux liquides de la matrice du SLM, en effet il existe différentes configurations pour commander les cristaux. Ces configurations ont la particularité d'induire du bruit de phase aux faisceaux crées par le SLM mais également de déterminer le nombre de niveaux de phase adressable aux cristaux liquides (1216, 384, 192, 64…). Nous allons donc tester ces différentes configurations pour déterminer celle qui correspond le mieux à nos attentes.

3.1.5 Adressage des cristaux liquides et bruit de phase

Les cristaux liquides du SLM sont adressés électroniquement. Nous avons vu qu'il existe deux méthodes pour orienter les cristaux liquides dans la matrice : soit par tension analogique, soit par séquence numérique. L'adressage numérique a l'avantage d'être répétable, le niveau de gris est représenté par une modulation de la largeur des impulsions envoyées. Contrairement à l'adressage analogique, pour lequel le niveau de gris est représenté par une valeur de tension appliquée aux bornes de la cellule ou du pixel.

Bien que l'adressage numérique possède une très forte répétabilité des niveaux de gris à appliquer et qu'il évite les problèmes de diaphonie entre les cellules de cristaux liquides. Une modulation de phase indésirable apparaît à la fréquence de rafraîchissement du SLM ou à la fréquence d'émission de la séquence des bits envoyée, ou à une harmonique supérieure d'une des deux fréquences. Cette modulation de phase est due à la fluctuation des cristaux autour de leurs orientations d'équilibre dans le liquide visqueux.

Il est possible de réduire l'amplitude des fluctuations des cristaux liquides en reprogrammant la séquence d'adressage des bits aux cristaux liquides. En réduisant la longueur de la séquence d'adressage des bits, il est possible de la répéter plusieurs fois dans une trame. Cela augmente la fréquence des fluctuations des cristaux liquides et réduit l'amplitude de ces fluctuations.

La séquence **18-6** comporte **18+6**=24 impulsions, la **5-6** compte **5+6**=11 impulsions, etc. La fréquence de répétition du train d'impulsion est supérieure ou égale au taux de rafraichissement du SLM (60 Hz), par exemple la configuration 5-5 est répétée 5 fois sur une trame, tandis que la 18-6 n'est répétée que 2 fois. Un nombre important d'impulsions dans la séquence émise permet d'obtenir un plus grand nombre d'orientations des cristaux liquides et donc d'avoir accès à un plus grand nombre de niveaux de phase. Pour la séquence **18-6**, on a (**18**+1)*2^**6=**1216 niveaux de phases accessibles contre 64 niveaux de phases accessibles pour la configuration 0-6. Etant donné que l'on commande le SLM via un port DVI, les niveaux de gris envoyés au SLM sont codés sur 8 bits soit 256 niveaux, il n'est donc pas nécessaire d'avoir plus de 256 niveaux de phases adressables.

Il existe 5 configurations de séquence d'adressage des cristaux liquides proposées par le constructeur (22-6, 18-6, 5-6, 5-5, 0-6…), les séquences plus longues temporellement induisent des fluctuations plus importantes pour les cristaux liquides comparées à des séquences plus courtes. Il y a donc un compromis entre le nombre de phases accessibles et l'amplitude de fluctuations des cristaux autour de leurs orientations souhaitées.

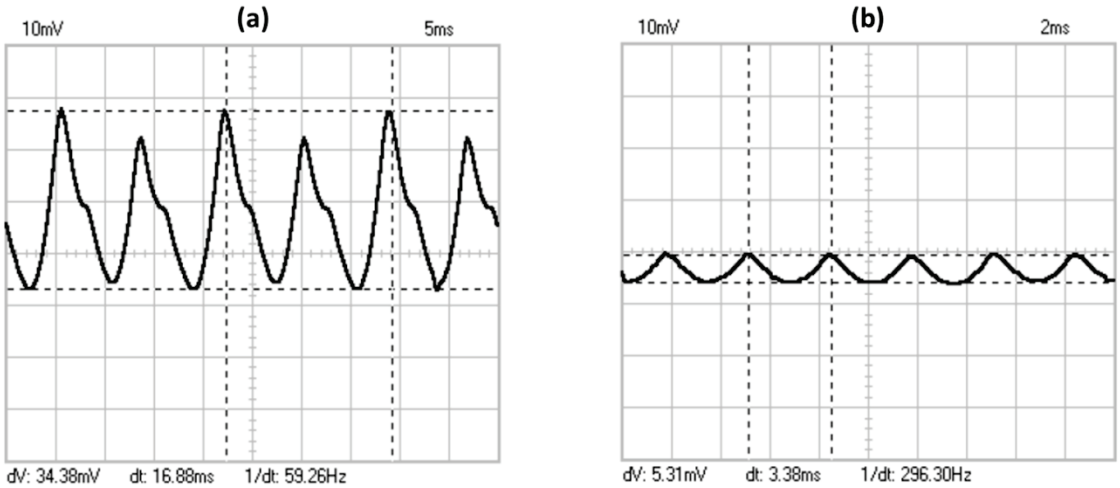

Figure 3.15 Variation de la puissance de l'ordre 0 du SLM en fonction du temps pour la séquence d'adressage 22-6 (a) et pour la séquence 5-5 (b) [73].

Nous remarquons sur la Figure 3.15 que pour une configuration 22-6, la fréquence des fluctuations est plus faible (~60Hz) que pour la séquence plus courte 5-5 (~296 Hz), mais l'amplitude des fluctuations de cette dernière configuration est nettement plus faible.

Etant donné que numériquement nous adressons la phase sur 256 niveaux de gris, une fonction LUT (Look Up Table) est appliquée entre le niveau de gris demandé et le niveau de phase appliqué (ou l'orientation des cristaux), cette fonction LUT est appelée courbe gamma par le constructeur, elle permet également d'effectuer une réponse linéaire entre le déphasage mesuré et le niveau de gris appliqué (par exemple avoir un déphasage allant de 0 à 2π réparti sur 256 niveaux de gris).

La mesure des fluctuations de phases est faite sur l'ordre 0 du SLM, lorsque l'on adresse un niveau de gris constant à l'ensemble des cristaux liquides (par exemple NG=0 équivaut à un écran noir). La fréquence et l'amplitude des fluctuations des cristaux dépendent du niveau de gris adressé et donc de leur orientation. C'est pourquoi les mesures sont faites avec la même carte de phase pour toutes les configurations afin de les comparer sur le bruit de phase.

Configuration	Amplitude des fluctuations	Fréquence des fluctuations	Niveaux de phase accessibles
18-6	20,8 %	~120 Hz	1216
5-5	5,6 %	~296 Hz	192
5-6	9,7 %	~300 Hz	384

Nous pouvons retenir du tableau précédent que la configuration 5-5 est celle qui comporte les fluctuations de phase les plus faibles. Néanmoins il reste d'autres paramètres à voir pour déterminer la configuration optimale au système. Notamment le déphasage applicable par chaque configuration par le biais d'une fonction LUT, et le temps de réponse des cristaux liquides en fonction de l'adressage numérique et donc de la configuration du système.

Nous allons dans un premier temps nous intéresser au déphasage applicable par le SLM puis nous verrons différentes mesures caractéristiques du SLM, dont la mesure du temps de réponse des cristaux en fonction de la configuration électronique du SLM.

3.1.6 Calibration du déphasage appliqué par le SLM

Comme nous avons pu le voir, le SLM permet d'appliquer un déphasage entre deux zones distinctes de la matrice, nous mettons en place un montage expérimental proposé par le constructeur [73], [79]. Il permet de mesurer le déphasage appliqué par le SLM, et de le calibrer pour qu'il applique un déphasage d'au moins 2π à la longueur d'onde du signal.

Le montage expérimental est visible sur la Figure 3.16, un faisceau collimaté polarisé linéairement vertical passe au travers d'un masque opaque comportant deux trous de même diamètre, il divise le faisceau incident en deux sous faisceaux ayant les même propriétés optiques. Chacun des sous faisceaux arrive sur une zone distincte de la matrice du SLM. Après réflexion sur le SLM nous faisons interférer les deux faisceaux en champ lointain sur un capteur CCD pour créer des franges d'interférences. Le déphasage entre les deux voies se traduit par un décalage des franges d'interférences.

On scinde en deux la matrice (l'écran) du SLM, sur la partie de gauche nous affichons un écran noir (niveau de gris égal à zéro), tandis que sur la partie de droite, on fait varier le niveau de gris de 0 à 255 (du noir au blanc). Ainsi pour chaque niveau de gris appliqué sur l'écran de droite, on applique un nouveau déphasage entre les deux voies que l'on peut mesurer via le décalage spatial des franges d'interférences sur le capteur CCD.

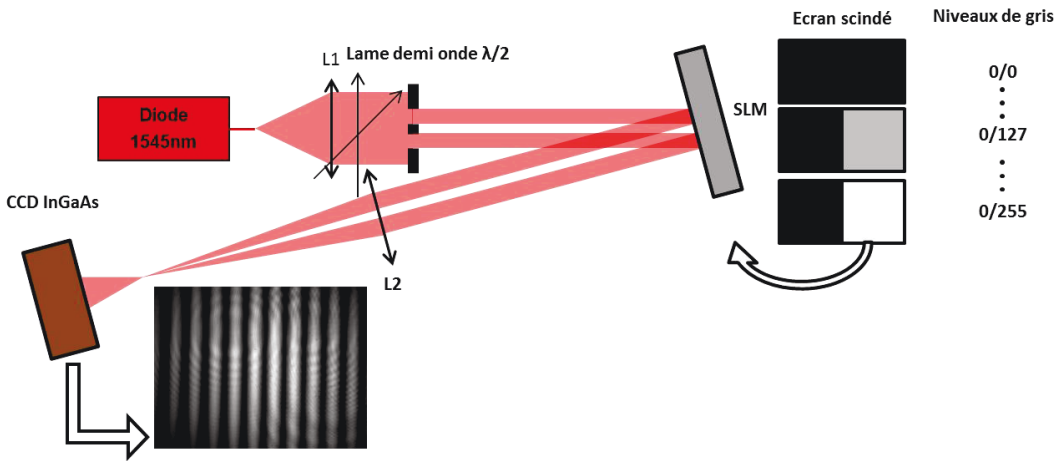

Figure 3.16 Schéma de principe pour la mesure du déphasage entre deux voies par interférométrie de frange [73], [79].

Dans un premier temps, nous appliquons une fonction LUT linéaire (ou courbe gamma linéaire) visible sur la Figure 3.17 (a), entre les niveaux de gris applicables (1024) et les niveaux de phase obtenus (384 pour la configuration 5-6, ou 192 pour la 5-5…).

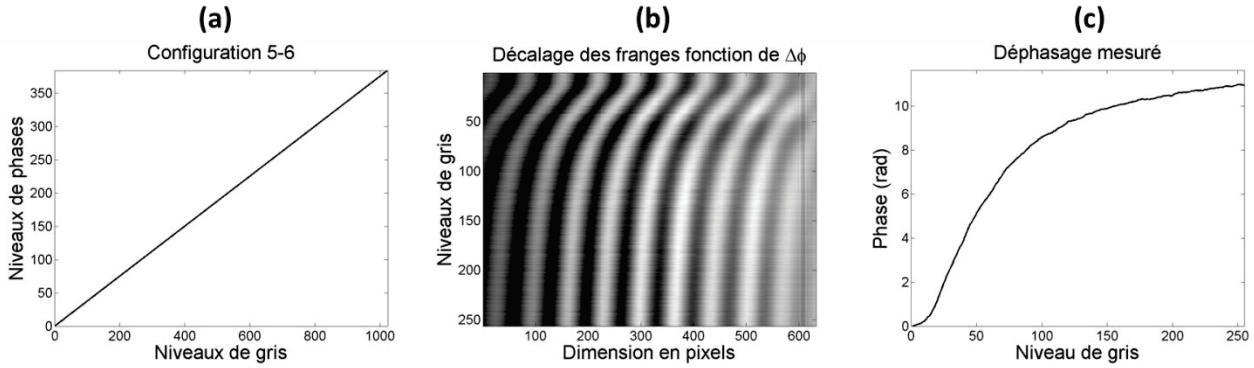

Figure 3.17 (a) Courbe Gamma linéaire, (b) décalage des franges en fonction du niveau de gris appliqué, (c) déphasage mesuré

Pour remonter aux valeurs des phases, nous effectuons une analyse de Fourier. Dans un premier temps, nous enregistrons les figures des franges d'interférences à l'aide d'un capteur CCD pour chaque niveau de gris appliqué (256 niveaux, donc 256 figures enregistrées).

Pour visualiser le décalage sur une seule image, nous construisons une image composée d'une ligne de chacune des 256 figures d'interférences enregistrées. Ainsi nous pouvons voir le décalage des franges en fonction du niveau de gris appliqué sur la Figure 3.17 (b) et la Figure 3.18 (b).

Chaque ligne de coupe est notée :

$$l_i(x) \tag{3.12}$$

Avec $i \in [0,255]$ correspondant aux 256 valeurs de phase applicables numériquement.

Nous prenons la transformée de Fourier de chaque ligne

$$\hat{L}_i(\upsilon) = FFT\{l_i(x)\} \tag{3.13}$$

Ou v est la variable conjuguée de x.

Nous appliquons un fenêtrage de Hamming dans l'espace de Fourier à la fréquence des franges d'interférences

$$\hat{F}_i = \hat{L}_i \times Ham \tag{3.14}$$

$$Ham(\upsilon) = \begin{cases} 0.54 - 0.46\cos\left(2\pi \dfrac{\upsilon}{\mathrm{T}}\right) \Leftrightarrow \upsilon \in [0, \mathrm{T}] \\ 0 \quad \Leftrightarrow ailleurs \end{cases} \tag{3.15}$$

Puis nous effectuons la transformée de Fourier inverse

$$f_i = IFFT\left\{\hat{F}_i\right\} \tag{3.16}$$

La phase correspond à l'argument du champ complexe f_i.

$$\varphi_i = \tan^{-1}\left(\frac{\mathrm{Im}(f_i)}{\mathrm{Re}(f_i)}\right) \tag{3.17}$$

Ainsi, le déphasage se mesure par rapport à une référence. Dans notre cas, on sélectionne la valeur de phase du niveau de gris 0.

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_i \tag{3.18}$$

Les déphasages mesurés sont visible sur la Figure 3.17 (c) et la Figure 3.18 (c).

Une fois le déphasage mesuré pour une courbe gamma linéaire (fonction LUT), nous corrigeons cette dernière de façon à ce que le déphasage soit linéaire entre 0 et 2π sur 256 niveaux, comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.18.

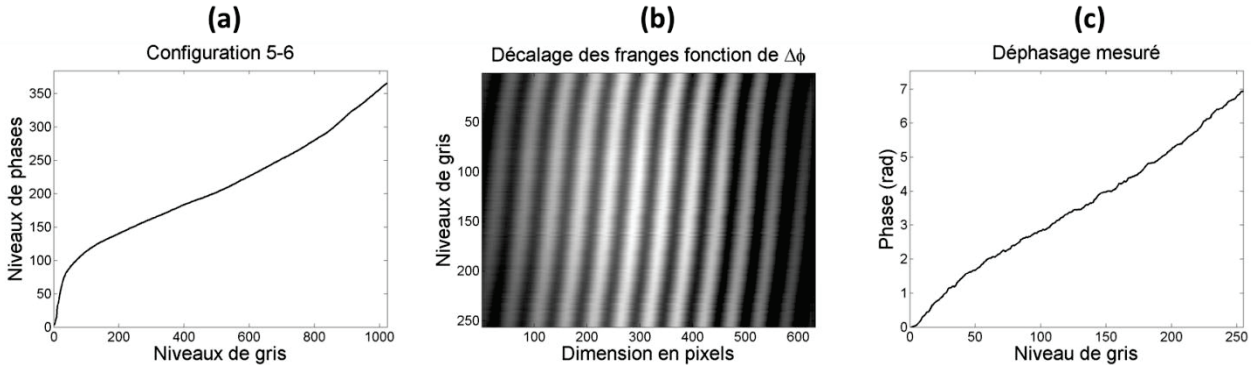

Figure 3.18 (a) Courbe Gamma, (b) décalage des franges en fonction du niveau de gris appliqué, (c) déphasage mesuré

La calibration de la mise en phase a été présenté dans cette partie avec une configuration 5-6, néanmoins le processus est le même pour toutes les autres configurations. Nous pouvons rapidement comprendre que les configurations offrant plus de 256 niveaux d'orientation accessible aux cristaux liquides sont sur échantillonnées puisque le système est commandé par 256 niveaux de gris [80]. Donc ce qui déterminera la configuration finale du SLM sera l'amplitude des fluctuations des cristaux autour de leurs positions d'origines et le temps de réponse de ces derniers à la commande électronique.

3.1.7 Mesures caractéristiques du SLM

Nous avons réglé l'état de polarisation du faisceau à diffracter sur le SLM, puis calibré le déphasage appliqué. Nous voulons maintenant mesurer expérimentalement l'efficacité du SLM avec la carte de phase réalisant la mise en forme du faisceau à l'injection de la fibre, puis la tenue de la matrice aux flux optique, ainsi que le temps de réponse des cristaux liquides en fonction de la configuration du SLM décrite précédemment.

- Efficacité de diffraction avec la carte de phase « 1 vers 7 » en régime continu et impulsionnel

Nous souhaitons connaître expérimentalement l'efficacité de diffraction d'une carte de phase réalisant la mise en forme du faisceau, à savoir la création de 7 sous faisceaux répartis hexagonalement. Connaissant l'efficacité de diffraction de la carte de phase simulée, nous allons pouvoir vérifier expérimentalement l'efficacité de diffraction en régime continu et impulsionnel.

Les comparaisons seront faites avec la même carte de phase pour l'expérience et la simulation, car nous avons pu voir qu'en fonction des combinaisons de phases en entrée, l'efficacité de diffraction peut varier, comme on peut le voir sur la Figure 3.14 (c).

Nous avons déjà mesuré la réflectivité du SLM (62%) donc l'efficacité de la carte de phase est notée comme le rapport de l'efficacité du SLM sur la réflectivité :

$$\eta_{diffraction\,/\,motif} = \frac{P_{utile}}{P_{incident} \cdot R} = \frac{\eta_{SLM}}{R} \qquad \textbf{3.19}$$

Avec R la réflectivité du SLM.

Simulation : η = 79,7%

Régime continu : η = 79,0 ± 0,5%

Régime impulsionnel : η = 80,6 ± 0,5%

Les écarts entre simulation, régime continu et impulsionnel proviennent très certainement des instruments utilisés pour les mesures. Nous pouvons tout de même noter un très bon accord entre simulation et expérience et aucune dégradation n'est observée sur les faisceaux diffractés par le SLM.

- Tenue au flux optique

Nous souhaitons vérifier la tenue du SLM au flux optique, de manière à ce qu'il n'y ait pas de chute de l'efficacité de diffraction avec l'augmentation de l'intensité optique sur la matrice du SLM. La matrice du SLM possède une tenue au flux de 2 W/cm^2 (donnée constructeur), le faisceau incident sur la matrice fait 6 mm de diamètre à 1/e^2. D'après les données constructeur, notre faisceau incident au SLM ne doit pas dépasser 565 mW.

Nous avons dans un premier temps affiché la carte de phase réalisant la diffraction 1 vers 7 faisceaux. Puis nous avons mesuré la puissance diffractée dans l'ordre +1 utile, pour comparer à la puissance incidente au SLM (ce rapport nous donne l'efficacité totale du SLM). Ensuite nous augmentons la puissance incidente au SLM petit à petit jusqu'à la puissance maximale délivrée par le préamplificateur (275 mW en continu et 40 W crête en impulsionnel). Nous avons réalisé cette mesure en régime continu, puis en régime impulsionnel (la largeur des impulsions à mi-hauteur fait 178 ns et le taux de répétition des impulsions est de 20 kHz). A noter qu'en régime impulsionnel, la puissance en sortie du préamplificateur est limitée par la diffusion Brillouin stimulée.

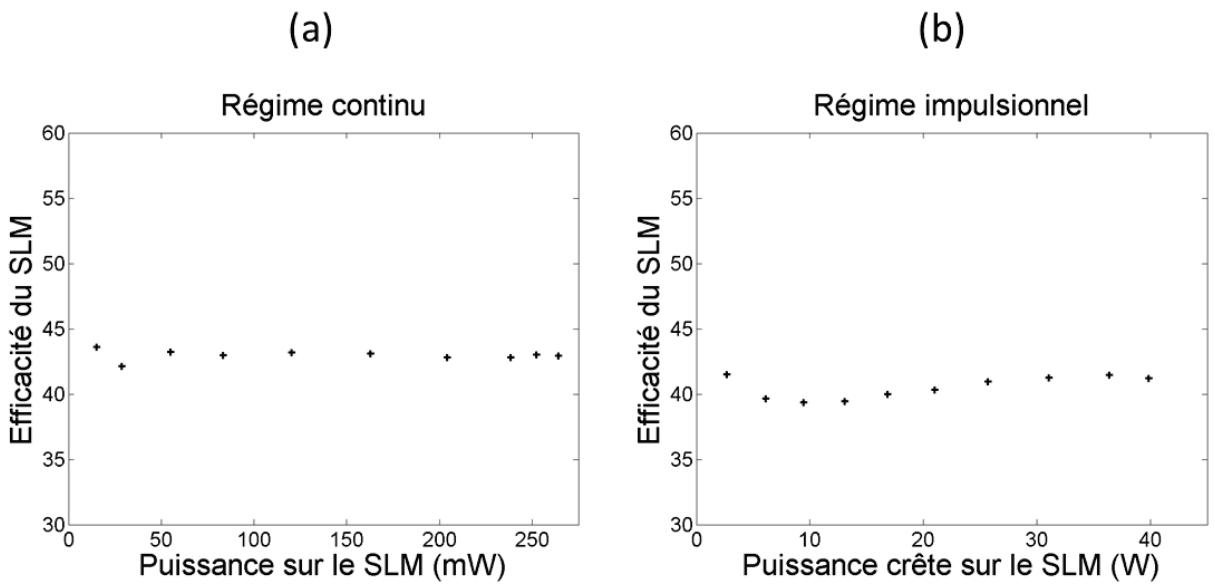

Figure 3.19 Efficacité de diffraction du SLM dans l'ordre +1 en fonction de la puissance incidente en régime continu (a) et impulsionnel (b)

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.19, l'augmentation de la puissance sur la matrice de cristaux liquides ne dégrade pas l'efficacité de combinaison du modulateur spatial, ce qui est rassurant étant donné que l'on n'atteint pas la limite imposé par le constructeur.

Dans un second temps, nous voulons vérifier la tenue au flux en fonction du temps pour le régime continu et impulsionnel, pour cela nous mettons en place le même montage que précédemment, sauf que la puissance en sortie du préamplificateur et incidente au SLM est réglée au maximum (275 mW en régime continu et 40 W de puissance crête en régime impulsionnel). Nous faisons le test sur une durée totale de 20 minutes avec un point de mesure toutes les deux minutes.

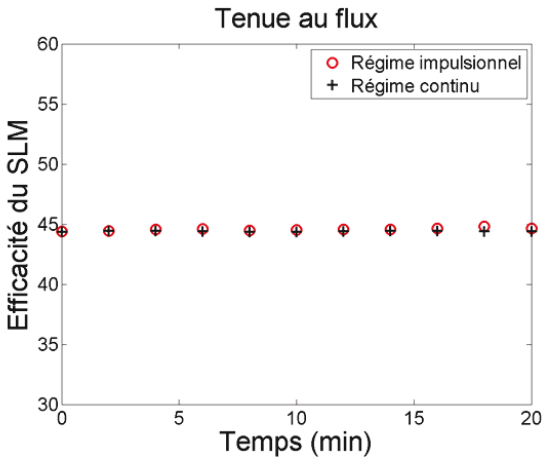

Figure 3.20 Efficacité de diffraction du SLM en fonction du temps pour les deux régimes (continu et impulsionnel).

Nous pouvons conclure qu'avec les puissances incidentes misent en jeu sur le SLM, ce dernier maintient son efficacité en fonction du temps, comme nous le voyons sur la Figure 3.20.

- Temps de réponse du SLM

Nous souhaitons désormais mesurer le temps de réponse de la matrice du SLM en fonction de la configuration d'adressage des cristaux (18-6, 5-6 et 5-5). Pour effectuer cette mesure nous affichons un faisceau hors de l'ordre zéro avec le SLM en affichant une rampe de phase. Nous plaçons une photodiode dans le plan focal de la lentille servant à imager le faisceau. Puis, nous affichons une autre rampe de phase qui décale la position du faisceau dans le plan focal de la lentille, de façon à ce que la photodiode ne perçoit plus la lumière du faisceau. Ainsi nous pouvons mesurer le temps « de montée » et « de descente » des cristaux liquides, il s'agit en fait du temps de réponse de la matrice à la carte de phase appliquée, c'est pourquoi nous utiliserons la même carte de phase pour faire l'ensemble des mesures.

configuration	Temps de montée (10%-90%)	Temps de descente (90%-10%)
18-6	73,1 ms	27,7 ms
5-5	111,9 ms	66,9 ms
5-6	146,8 ms	79,4 ms

Pour un système de combinaison cohérente, il est nécessaire de pouvoir corriger les variations de phases causées par les perturbations environnementales (bruit thermique et mécanique). Donc un temps de réponse court est plus adapté à la mise en phase d'amplificateurs en parallèle. Néanmoins, on remarque sur le tableau précédent que la configuration 18-6 est la plus rapide, nous avons donc un compromis entre le temps de réponse du SLM et le bruit de phase engendré par les fluctuations des cristaux.

Notre choix s'est donc tourné vers la configuration 5-5 qui offre 192 niveaux d'orientation des cristaux accessibles, ce qui est largement suffisant pour un système de combinaison cohérente. La configuration 5-5 a l'avantage de posséder de faibles fluctuations de phase en sortie (en tout cas plus faibles que la configuration 5-6) et son temps de réponse est plus rapide que pour la configuration 5-6. Cette dernière offre la possibilité d'orienter les cristaux sur 384 niveaux, mais cela revient à sur-échantillonner les niveaux de phases adressables numériquement (256 niveaux).

3.1.8 Conclusion sur l'injection par SLM

Pour conclure, nous avons opté pour la configuration 5-5 dans la commande des cristaux liquides, elle permet d'obtenir 192 niveaux de phase accessible, et d'avoir un temps de réponse des cristaux liquides d'environ 115 ms. L'efficacité globale du SLM est d'environ 50%, cette efficacité dépend du taux de réflectivité de la matrice (62%) et de l'efficacité de diffraction de la carte de phase affichée comme nous pouvons le voir sur Figure 3.14 (c).

Nous pouvons également déterminer les pertes subies par le faisceau lors de son injection dans les cœurs de la fibre, en effet il y a les pertes dites de Fresnel qui ont lieu à l'interface air/verre, qui correspondent à 4% de réflexion sur la face de la fibre. Il y a aussi des pertes dues à l'adaptation entre le mode gaussien du faisceau en espace libre, et le mode LP01 du cœur de la fibre, cela représente environ 20% de pertes.

En prenant en compte l'ensemble de ces pertes, nous déterminons qu'environ 35% du faisceau incident au SLM est couplé dans les cœurs de la fibre. Nous pouvons également citer d'autres pertes liées à l'injection d'un faisceau en espace libre, les pertes dues aux désalignements, au mauvais diamètre de mode, ou à une mauvaise ouverture numérique entre le faisceau à injecter et la fibre. Mais ces pertes sont supposées nulles, car l'injection du faisceau a été optimisée. Nous présentons ces pertes par défaut d'alignement en Annexe.

3.2 Recombinaison du signal et injection du faisceau de pompe par diffraction de phase

Dans cette partie, nous allons étudier la recombinaison du signal amplifié dans les 7 cœurs de la fibre par un élément optique diffractant (DOE). Etant donné que la fibre ne possède pas de gaine de pompe, le DOE va nous servir pour un double usage. Il va dans un sens recombiner le signal amplifié issu des sept cœurs de la fibre, et dans l'autre sens, il va diffracter le faisceau de pompe pour le mettre en forme et pouvoir l'injecter dans les cœurs de la fibre.

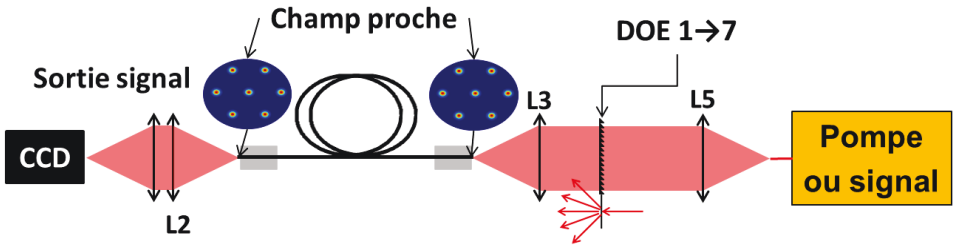

Figure 3.21 Schéma de principe utilisé pour l'injection de la pompe ou du signal dans les sept cœurs de la fibre

Beaucoup d'expériences faites sur le signal avec le DOE seront effectuées en raisonnant en diffractant (mise en forme du faisceau) le faisceau, plutôt que de recombiner les 7 faisceaux en sortie de la fibre multicœurs, comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.21. Cela permet d'éviter de mettre en phase les 7 voies pour faire les tests et permet de mieux comprendre les calculs géométriques effectués, car la physique est la même que l'on diffracte ou que l'on combine avec le même DOE

3.2.1 Caractéristiques du DOE

Le DOE est conçu par la société HoloOr, il agit uniquement sur la phase de l'onde incidente. Il permet la mise en forme d'un faisceau gaussien en 7 sous faisceaux répartis hexagonalement. La mise en forme est faite par diffraction en champ lointain ou au plan focal d'une lentille. Le DOE est fabriqué sur 2 niveaux de phases, c'est un réseau de type Dammann (l'avantage de ce réseau est qu'il s'agit d'un produit de série qui ne nécessite pas la création d'un masque pour la fabrication, réduisant fortement le cout d'achat et de conception). Il existe d'autres solutions que le Damman, notamment les DOE multi niveaux ou continus dont l'efficacité de diffraction est généralement supérieure à 80% dans le cas du multi niveaux et 90% dans le cas du continu. Les caractéristiques techniques fournies par le constructeur sont données dans le tableau suivant.

Nombre de faisceaux	7
Répartition spatiale des faisceaux	Hexagonale
Angle maximum à 1550 nm	6,6 mrad
Angle de séparation à 1550 nm	3,3 mrad
Transmission	~100%
Efficacité	~77%
Uniformité sans l'ordre zéro (contraste)	<1%

Nous souhaitons vérifier les caractéristiques techniques du DOE à la longueur d'onde du signal 1545 nm et à la longueur d'onde de la pompe 1480 nm.

- Dans un premier temps nous mesurons la transmission du DOE :

Longueur d'onde	Transmission
1480 nm	98,5%
1545 nm	98,9%

Les transmissions mesurées sont inférieures à 100%, ces écarts sont dus aux traitements antireflets des faces du DOE, et/ou à des erreurs des instruments de mesure.

- Mesure efficacité de diffraction et uniformité entre les faisceaux

Pour la mesure de l'efficacité de diffraction, nous mettons en place le montage présenté sur la Figure 3.22 (a). Une première lentille collimate le faisceau issu de la source, ce dernier doit avoir un diamètre supérieur à 2,8 mm pour être diffracté (2,8 mm correspond à environ 3 fois la plus grande période dans le motif) selon les conditions constructeurs. Une seconde lentille de grande focale sert à imager les faisceaux créés par diffraction sur un capteur CCD afin de mesurer l'efficacité de diffraction et l'uniformité des sous faisceaux créés.

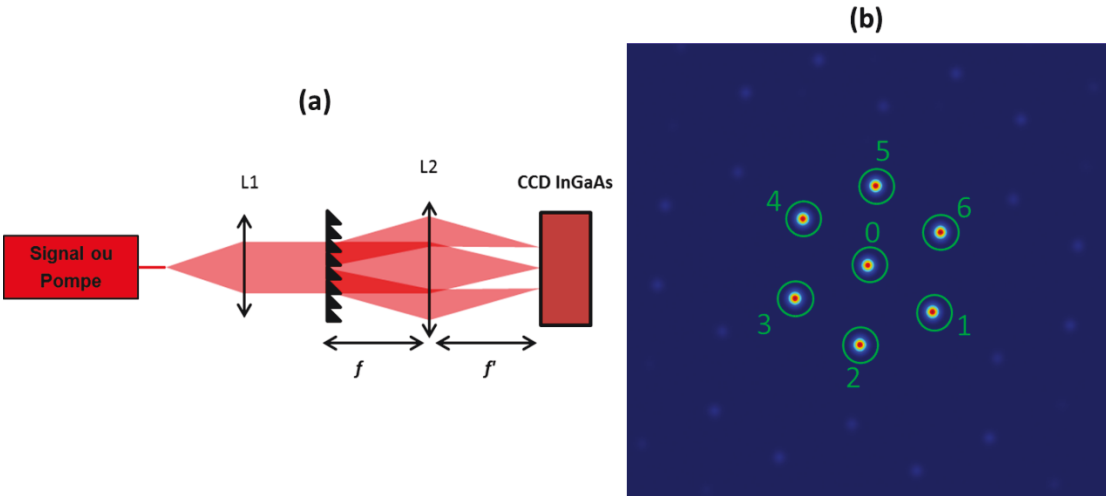

Figure 3.22 Schéma de principe pour la mesure de l'efficacité du diffraction du DOE (a) et profil d'intensité enregistré par le capteur CCD (b)

L'efficacité de diffraction est définie selon la formule suivante :

$$\eta_{diffraction} = \frac{P_{utile}}{P_{totale}}$$
$$P_{utile} = \sum_{k=0}^{6} P_k \qquad \textbf{3.20}$$

Avec *k*, qui correspond aux ordres utiles du DOE entourés et numérotés sur la Figure 3.22 (b). Ces données mesurées sont exposées dans le tableau suivant. Quant à l'uniformité, elle est définie par le contraste afin de comparer les valeurs mesurées avec la donnée constructeur.

$$uniformité = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}} \quad \textbf{3.21}$$

	Signal 1545 nm	Pompe 1480 nm
Numéro du spot	Puissance (u.a.)	Puissance (u.a.)
0	20,45	16,85
1	19,77	16,3
2	19,90	16,15
3	19,80	16,12
4	19,64	16,3
5	19,69	16,16
6	19,6	16,25
Puissance utile (somme de 0 à 6)	138,85	114,13
Puissance totale	181,65	154,0
Efficacité de diffraction	76,4 ± 0,5%	74,1 ± 0,5%
Uniformité sans l'ordre zéro (contraste)	0,75 ± 0,5%	0,55 ± 0,5%
Uniformité totale (contraste)	2,1 ± 0,5%	2,2 ± 0,5%

L'efficacité de diffraction mesurée pour les deux longueurs d'ondes est proche de celle donnée par le constructeur (qui correspond à la limite théorique). L'efficacité du DOE est définie de la façon suivante, à savoir la transmission multipliée par l'efficacité de diffraction :

$$\eta_{DOE} = \frac{P_{utile}}{P_{incidente}} = t \cdot \eta_{diffraction} \quad \textbf{3.22}$$

- Mesure des angles de diffraction

Pour mesurer les angles de diffraction aux deux longueurs d'ondes, nous allons utiliser le même montage expérimental que celui de la Figure 3.22 (a). La mesure est réalisée à partir du profil d'intensité imagé sur le capteur CCD visible sur la Figure 3.23 (a), avec *dx* la distance séparant l'ordre zéro d'un ordre utile (1 à 6). Le principe pour mesurer les angles est illustré sur la Figure 3.23 (b)

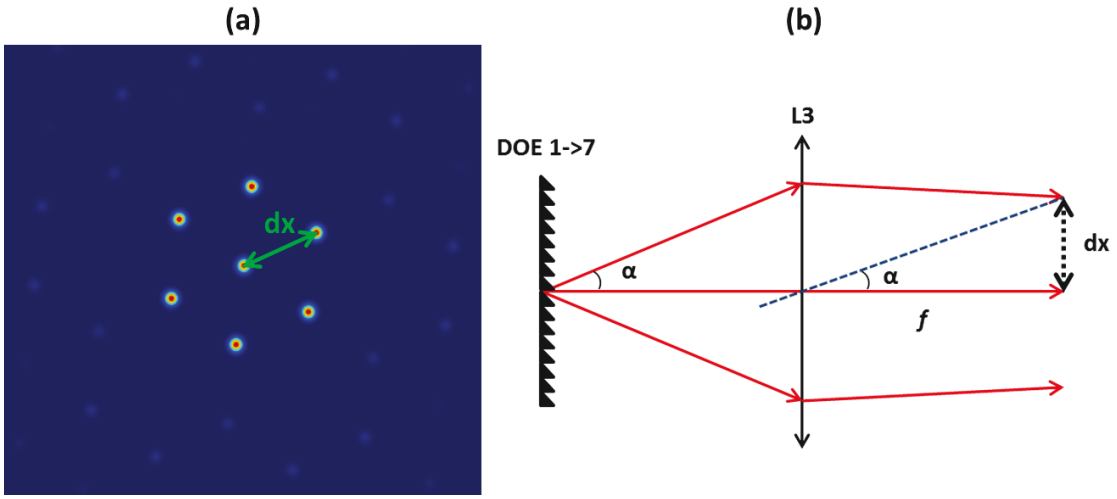

Figure 3.23 Profil d'intensité d'un faisceau gaussien diffracté par le DOE (a) et schéma de principe pour la mesure des angles de diffraction (b)

Les positions des sept ordres utiles sont obtenues par un calcul de barycentre. En mesurant la distance notée *dx*, nous pouvons remonter à l'angle formé entre l'ordre zéro et un ordre supérieur (1 à 6) de façon géométrique en utilisant le théorème de Pythagore selon la formule suivante :

$$\alpha = \tan^{-1}\left(\frac{dx}{f}\right) \approx \frac{dx}{f} \qquad \textbf{3.23}$$

Néanmoins, le calcul de la mesure des angles de diffraction nécessite de connaître précisément la distance séparant la lentille servant à imager du capteur CCD, à savoir la distance focale. Or la distance focale d'une lentille varie avec la longueur d'onde, ce phénomène s'appelle le chromatisme, l'indice optique du milieu est fonction de la longueur d'onde du faisceau.

Deux solutions s'offrent à nous :

- Soit mesurer précisément la distance séparant la lentille de la matrice InGaAs, cette technique est très imprécise, la lentille possède une épaisseur non nulle et la matrice InGaAs est difficilement localisable dans le capteur CCD.
- Soit calculer la longueur focale précisément en fonction des caractéristiques fournies par le constructeur sur la lentille, à savoir les rayons de courbure et le matériau utilisé. Pour cela nous utilisons la formule des lentilles minces.

Connaissant le rayon de courbure et l'indice optique de la lentille, nous avons donc choisi de calculer précisément la longueur focale de la lentille aux deux longueurs d'onde (pompe et signal). Les données sur la lentille, le calcul des distances focales ainsi que la mesure des angles sont données dans le tableau suivant.

	1545 nm	1480 nm
Indices optiques (n)	1,5007	1,5015
Rayon de courbure (R2)	154,5 mm	154,5 mm
Distances focales	308,6 mm ± 1%	308,1 mm ± 1%

dx	1 ± 0,015 mm	0,975 ± 0,015 mm
Angles	3,30 ± 0,088 mrad	3,16 ± 0,086 mrad

Pour vérifier la mesure des angles, nous décidons de mesurer la période du DOE, car les angles de diffraction et la période sont reliés par la formule suivante :

$$\sin(\alpha) = \frac{\lambda}{p} \qquad \textbf{3.24}$$

Ainsi avec cette mesure supplémentaire, nous nous assurons de la validité des mesures des angles aux deux longueurs d'onde et l'on s'affranchit d'une erreur dans le calcul de la longueur focale de la lentille

- Mesure de la période

Comme nous l'avons mentionné précédemment, nous souhaitons mesurer la période du DOE pour être sûr de la mesure des angles de diffraction. Pour ce faire nous utilisons une lunette binoculaire qui grossit 10x l'image, lorsque l'on aperçoit le motif nous ne trouvons pas la période du motif. Pour calculer la période du motif, nous allons exprimer mathématiquement le motif visible sur la Figure 3.24 comme deux masses de Dirac identiques décalées l'une de l'autre. Une masse de Dirac, notée $\coprod(x, y)$ est un peigne de Dirac suivant deux dimensions de l'espace, dans notre cas la masse est espacée de *a* suivant une direction et de $\sqrt{3}a$ dans l'autre direction perpendiculaire à la première.

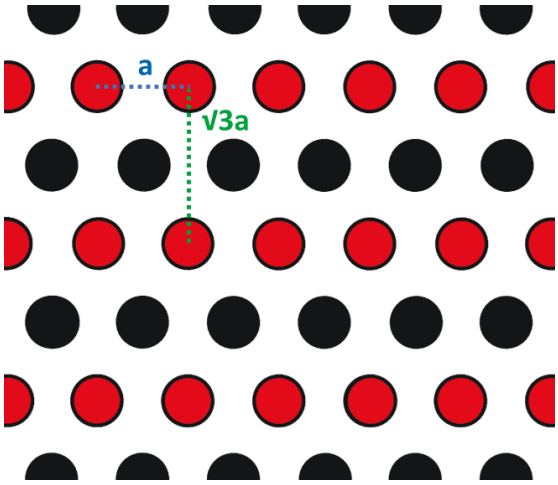

Figure 3.24 Representation du motif de phase du DOE pour la mesure de la périodicité

Pour effectuer une mesure précise à la lunette binoculaire, on place le DOE sur une monture qui permet de translater le motif au micron près, ainsi on sélectionne un point de repère puis on translate sur une dizaine de période au minimum (suivant une direction de la masse de Dirac et puis suivant l'autre). Ainsi nous pouvons connaitre les deux périodes de la masse de Dirac (a et $\sqrt{3}a$). En calculant la transformée de Fourier nous pouvons accéder au champ créé après propagation et déterminer la distance séparant l'ordre zéro de l'ordre ±1, nous avons donc accès à la période du motif de phase et donc calculer les angles de diffraction.

La fonction décrite par le motif de phase visible sur la Figure 3.24 est exprimée de la façon suivante :

$$f(x,y)=\coprod_{a\sqrt{3},a}(x,y)*\delta\left(x-\frac{a\sqrt{3}}{4},y-\frac{a}{4}\right)+\coprod_{a\sqrt{3},a}(x,y)*\delta\left(x+\frac{a\sqrt{3}}{4},y+\frac{a}{4}\right) \quad \textbf{3.25}$$

$$TF\{f(x,y)\}=\coprod_{1/a\sqrt{3},1/a}(u,v)\cdot\left[\exp\left\{2i\pi\left(u\frac{a\sqrt{3}}{4}+v\frac{a}{4}\right)\right\}+\exp\left\{-2i\pi\left(u\frac{a\sqrt{3}}{4}+v\frac{a}{4}\right)\right\}\right] \quad \textbf{3.26}$$

La transformée de Fourier de la fonction décrite par l'équation précédente vaut :

$$\hat{F}(u,v)=\coprod_{1/a\sqrt{3},1/a}(u,v)\cdot 2\cos\left(\frac{a\pi}{2}\left(\sqrt{3}u+v\right)\right) \quad \textbf{3.27}$$

Aux fréquences

$u=\frac{k}{a\sqrt{3}}$, avec $k\in Z$

$v=\frac{l}{a}$, avec $l\in Z$

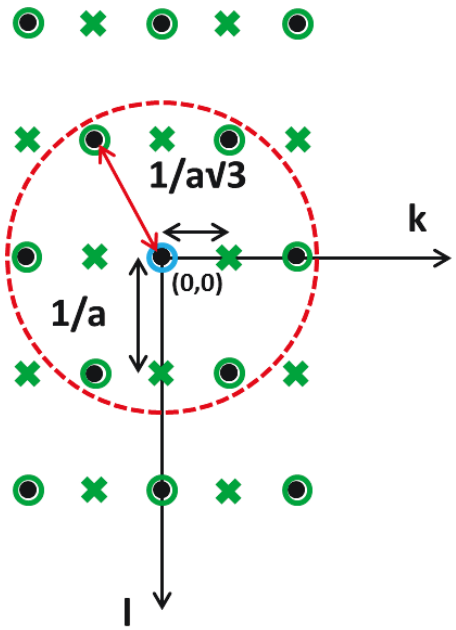

Figure 3.25 Représentation de la transformée de Fourier du motif du DOE

La figure correspondant à la transformée de Fourier du motif du DOE obtenue à partir de l'équation 3.27 est visible sur la Figure 3.25. Le cercle en pointillé en trait rouge correspond aux ordres utiles et la double flèche rouge à la plus petite distance entre l'ordre zéro (entouré par un cercle bleu) et le premier ordre.

D'après les propriétés de la transformée de Fourier, une translation dans l'espace réel correspond à une modulation de phase linéaire dans l'espace de Fourier. C'est pourquoi le profil représenté dans le domaine de Fourier (visible sur la Figure 3.25) est une masse de Dirac dont certains points s'annulent dû à la modulation de phase linéaire induit par la fonction cosinus de l'équation 3.27.

La période du motif étant l'inverse de la distance notée par la double flèche rouge, cela correspond à $(a.\sqrt{3})/2$. Etant donné que la mesure de a est égale à 541 µm, la période du DOE correspond 468 µm

Grâce à la formule de l'équation 3.24, nous pouvons calculer les angles de diffractions à la longueur du signal et de la pompe et ainsi comparer ces mesures avec celles effectuées au capteur CCD.

- L'angle de diffraction pour le signal à 1545 nm vaut : 3,30 mrad.
- L'angle de diffraction pour la pompe à 1480 nm vaut : 3,16 mrad.

Pour conclure, les angles mesurés avec le capteur CCD par le biais d'une lentille correspondent parfaitement avec la mesure de la période, ce qui nous conforte dans la fiabilité de nos mesures.

3.2.2 Pertes chromatiques : injection de la pompe et combinaison du signal

Nous avons vu dans la partie précédente, que le faisceau de pompe et le faisceau signal sont diffractés avec des angles différents. Il y a donc un compromis dans le fait d'utiliser un seul DOE pour l'injection de la pompe dans les cœurs de la fibre et la recombinaison des faisceaux signaux amplifiés. Il nous faut déterminer la configuration qui permettra d'extraire le plus de puissance crête.

Une solution aurait été de mettre en place deux DOE à la sortie de la fibre, un pour l'injection du faisceau de pompe, et l'autre pour la recombinaison des faisceaux signaux, comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.26 (a). Les deux DOE doivent diffracter le signal et la pompe avec le même angle pour éviter toutes pertes par chromatisme. Avec les mêmes angles, il est possible d'utiliser une même longueur focale de la lentille en sortie de fibre pour injecter la pompe et recombiner le signal. En revanche, le DOE utilisé dans la cadre de la thèse est commercial, créer un autre DOE qui diffracte avec des angles différents, c'est-à-dire une période différente, revient à recréer un masque pour la conception et la fabrication du DOE. Or ce procédé coûte très cher (jusqu'à 10x le prix du DOE commercial) et n'est donc pas envisageable.

Une autre solution aurait été de placer deux DOE identiques (qui diffractent la pompe et le signal avec des angles différents) et d'utiliser deux lentilles à la sortie de la fibre, une pour l'injection de la pompe et l'autre pour la recombinaison du signal (voir la Figure 3.26 (b)). Malheureusement, il n'y aurait pas assez de place pour positionner le miroir dichroïque.

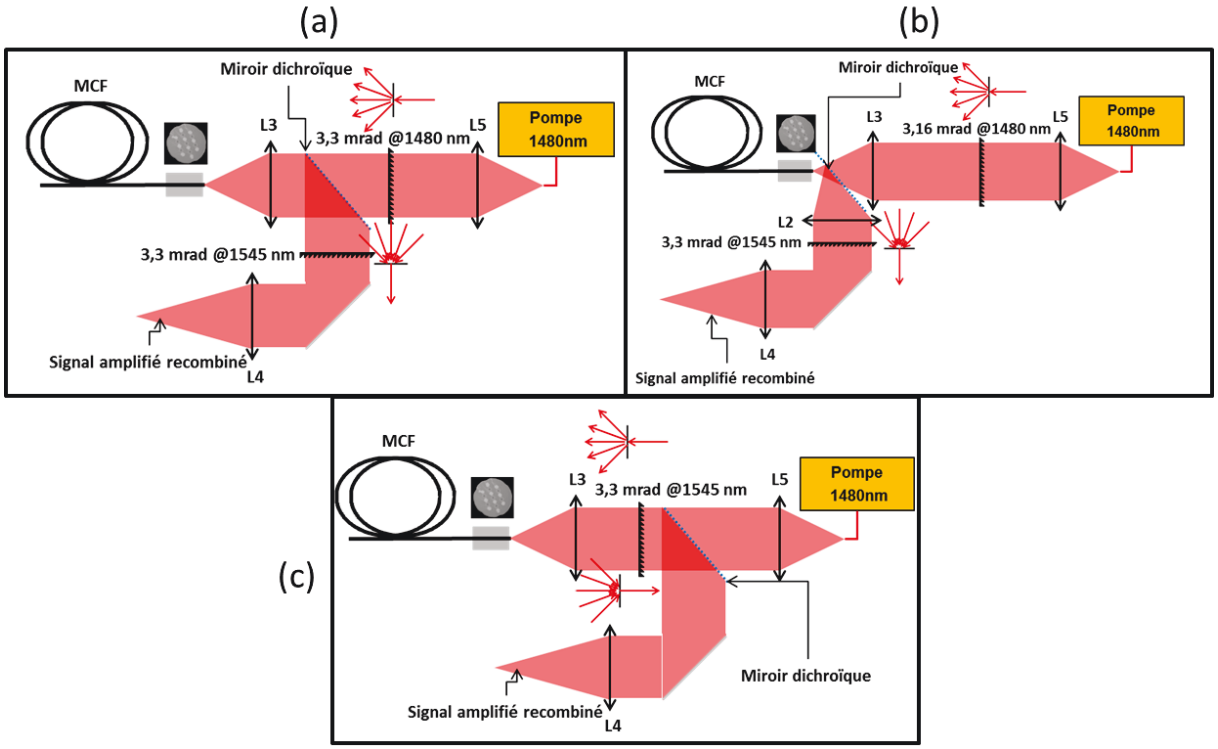

Figure 3.26 Représentations schématiques des solutions envisagées pour l'injection de la pompe et la recombinaison du signal en sortie de fibre multicoeurs. (a) utilisation d'un DOE par voie et une lentille, (b) utilisation d'une lentille par voie et deux fois le même DOE, (c) utilisation d'une lentille et DOE commun aux deux voies.

Nous sommes donc dans un cas où l'on utilise un DOE commun et une lentille commune pour la recombinaison du signal et l'injection de la pompe. Nous devons faire un compromis entre l'injection du faisceau de pompe et la recombinaison des faisceaux signaux amplifiés, dont le principe est représenté sur la Figure 3.26 (c). Dans ce cas, nous allons donc déterminer les pertes subies par le faisceau de pompe à l'injection et/ou celle subit à la recombinaison par les faisceaux signaux.

La distance moyenne entre les cœurs de la fibre correspond à 85 µm, donc la longueur focale de la lentille en sortie de fibre (ou d'injection de la pompe) doit être égale à :

$$f_{P,S} = \frac{Ec}{\tan(\alpha_{P,S})} \qquad \textbf{3.28}$$

Pour le cas où nous optimisons la recombinaison du faisceau signal, la longueur focale devra être égale à : f_S=25,8 mm, tandis que pour l'optimisation de l'injection du faisceau pompe, la longueur focale sera égale à : f_P=26,9 mm.

Les pertes subies par la pompe seront principalement des pertes par excentricité entre la position des cœurs et celles des faisceaux de pompe créés par le DOE. Ces pertes s'expriment de la façon suivante [81] :

$$P_{exc} = -10\log_{10}\left(\exp\left(-\frac{d}{\omega}\right)^2\right) \qquad \textbf{3.29}$$

Ou d représente l'écart entre la position du cœur et du faisceau, et ω le rayon du faisceau. Cette relation est valable pour des faisceaux monomodes, tant que $d \leq \omega$.

Les pertes à la recombinaison sont des pertes dues à la non superposition des faisceaux les uns sur les autres, toujours dues au chromatisme induit par le DOE. L'efficacité de recombinaison dans le cas où les faisceaux sont mal superposés s'exprime de la façon suivante [36] :

$$\eta = \eta_{BC}\left(1 - \frac{\sigma_x^2}{\omega^2}\right) \qquad \textbf{3.30}$$

Ou σ_x représente l'écart type et ω le rayon du faisceau. D'autres sources de pertes à la recombinaison sont possibles [36] :

- Déphasage
- Dépolarisation
- Non uniformité de puissance
- Diamètres de mode différents
- Pointée
- Divergence

Dans notre cas, nous négligeons ces pertes, la mise en phase sera assurée par un asservissement rendant les pertes par déphasage quasiment nulles. Un ratio d'extinction de polarisation de 20 dB est mesuré en sortie de fibre rendant nulles les pertes par dépolarisation. Les diamètres de mode des cœurs ainsi que leurs ouvertures numériques et leurs directions de propagation sont identiques, ces pertes sont donc négligées. Et pour les pertes dues à une différence de puissance entre les voies, il faut une déviation standard de 20% pour entrainer une chute de l'efficacité de combinaison de 1%, or l'écart entre les puissances en sortie est inférieure à 10%. Ceci permet d'évaluer les performances du système optique uniquement en évaluant les pertes par non superposition des faisceaux signaux entre eux et les pertes par excentricité sur les faisceaux de pompe.

Nous présentons sur un même graphique (voir Figure 3.27 (a)) l'efficacité de recombinaison du signal (en prenant en compte l'efficacité de diffraction du DOE de 75%), et l'efficacité d'injection de la pompe dans les cœurs périphériques (Les pertes par couplage sont estimées à 20%), en fonction de la longueur focale de la lentille en sortie de l'amplificateur multicœurs. Il est à noter que l'injection du faisceau de pompe dans le cœur central ne pose pas de problème car il s'agit de l'ordre zéro du DOE qui est diffracté vers l'avant avec un angle nul.

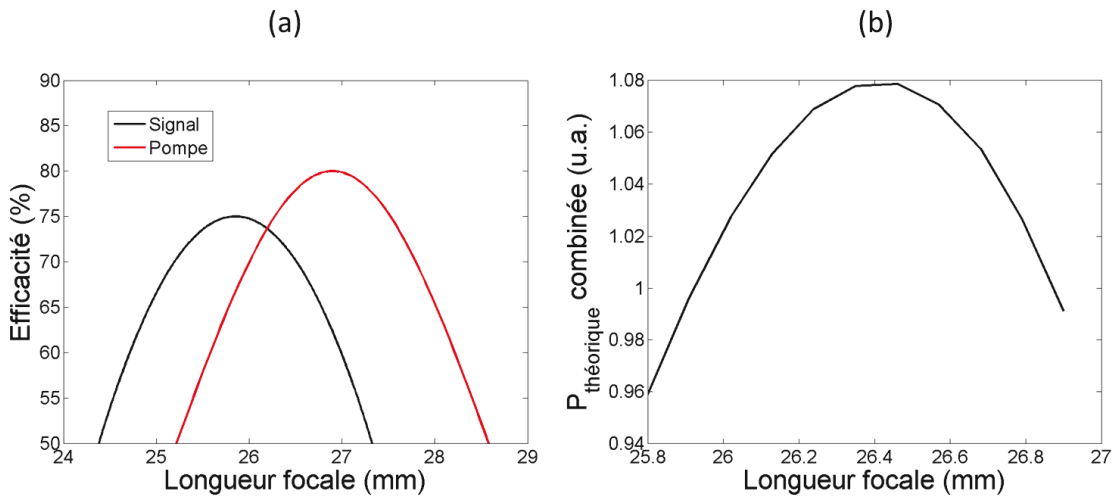

Figure 3.27 (a) Simulation de l'efficacité de combinaison du signal et de l'injection de la pompe dans les cœurs périphériques en fonction de la longueur focale de lentille en sortie d'amplificateur. (b) Simulation de puissance recombinée en sortie en fonction de la longueur focale de la lentille en sortie d'amplificateur.

Ne possédant pas de lentilles de longueur focale de 25,8 mm ou de 26,9 mm, nous allons utiliser les lentilles à notre disposition, pour fabriquer un doublet et obtenir une longueur focale précise. Pour ce faire, nous allons utiliser deux lentilles, une de 100 mm de focale et une de 35 mm. Avec un logiciel de calcul optique géométrique basé sur du calcul matriciel, nous allons déterminer la distance ou l'écart à appliquer entre les lentilles pour obtenir la longueur focale désirée.

Si l'on optimise le doublet pour combiner le signal en sortie, environ 15 % de la puissance des faisceaux de pompe ne sera pas couplée dans les cœurs périphériques. Dans l'autre sens, si l'on optimise l'injection de la pompe dans les cœurs, environ 12% de la puissance signal ne sera pas recombiné. Nous pourrions nous placer à une distance intermédiaire (à une longueur focale de 26,4 mm) entre l'optimisation de l'injection de la pompe et l'optimisation de la recombinaison du signal. Ce point correspond au maximum théorique de puissance recombiné en sortie, comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.27 (b). Néanmoins le flux important de pompe qui ne serait pas couplé participerait fortement à chauffer le bout de la fibre et dégraderait la gaine en plastique de la fibre.

Nous allons donc optimiser la longueur focale du doublet pour l'injection de la pompe dans les cœurs de la fibre. A l'aide de calcul basé sur l'optique géométrique, nous allons déterminer l'écart à appliquer entre les deux lentilles du doublet pour parvenir à la longueur focale souhaitée. En effet si la pompe n'est pas correctement injectée dans l'ensemble des cœurs (surtout les cœurs périphériques), le signal se propageant dans ces cœurs ne sera pas ou peu amplifié, ce qui n'est pas souhaité pour faire de l'amplification de forte puissance. L'optimisation finale de la longueur focale du doublet est faite expérimentalement en injectant le faisceau de pompe dans les cœurs de la fibre et en mesurant la puissance transmise par les cœurs périphériques en fonction de la puissance transmise par le cœur central.

3.2.3 Principe de la superposition des faisceaux pour la combinaison du signal

Dans cette section, nous expliquons le processus de recombinaison du signal par le DOE. Chacun des 7 faisceaux amplifiés arrive sur le DOE, et est diffracté par le motif de phase périodique pour créer 7 nouvelles répliques (voir la Figure 3.28) réparties hexagonalement. Cela représente un total de 49 répliques après passage au travers du DOE.

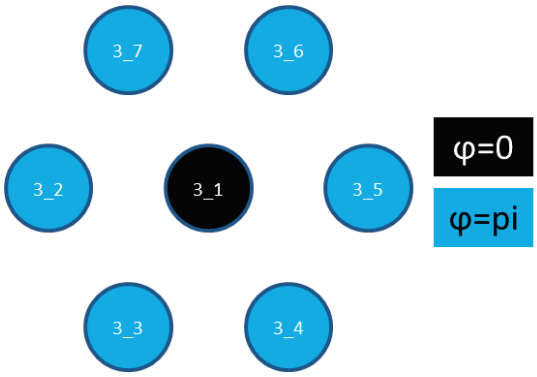

Figure 3.28 Schéma de principe des répliques créées par le DOE pour le signal issu du cœur n°3 et déphasage entre les répliques créées.

Au plan focal d'une lentille, nous pouvons observer que certaines répliques se superposent les unes sur les autres, comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.29 (b). Pour optimiser la puissance issue du DOE dans l'ordre zéro il faut mettre en phase l'ensemble des voies, pour obtenir des interférences constructives et ainsi obtenir 75% de la puissance incidente au DOE situé dans l'ordre zéro comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.29 (a). En effet chaque réplique située au centre est déphasé de π par rapport à celles situées sur le contour, comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.28. Il y a donc interférences destructives entre l'ensemble des répliques, sauf pour celles se superposant au centre qui correspond à l'ordre zéro du DOE, et celles des six coins du grand motif hexagonal de la Figure 3.29 (b) qui ne superposent avec aucunes autres répliques, ce qui explique que l'on puisse voir ces ordres supérieurs sur la Figure 3.29 (a).

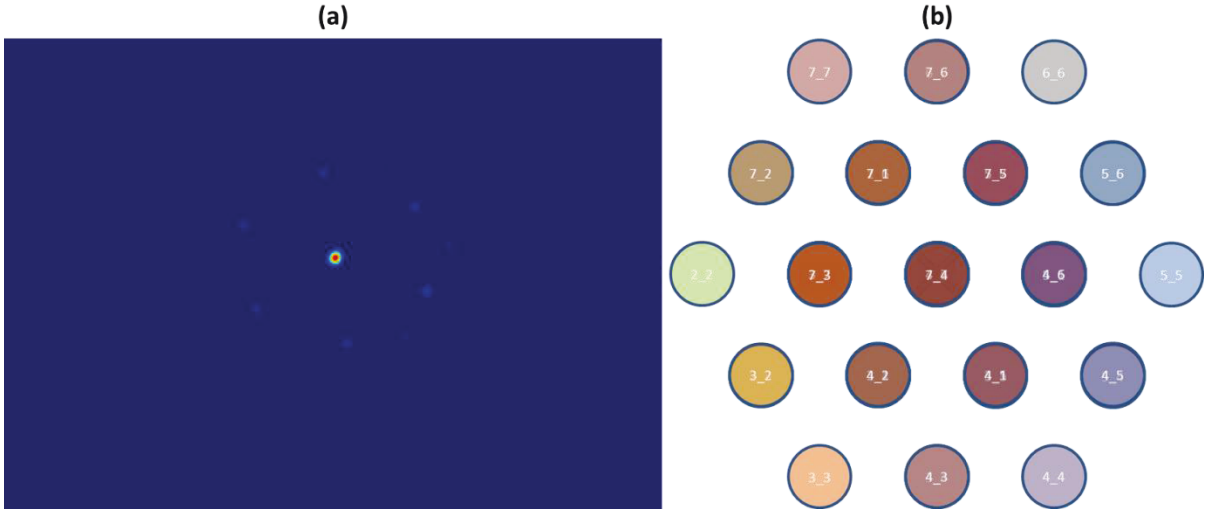

Figure 3.29 Profil d'intensité simulé lorsque les faisceaux à combiner sont parfaitement superposés (a) et schéma de principe de la superposition des faisceaux entre-eux (b)

Le profil d'intensité présenté sur la Figure 3.29 est issu d'une simulation. Nous avons vu que expérimentalement, la recombinaison du signal subira des pertes dues au doublet en sortie de la fibre multicœurs dont la longueur focale équivalente est optimisée pour l'injection de la pompe. Nous mesurerons dans une partie suivante les pertes subies par le système et les comparerons aux calculs effectués avec l'équation 3.30 et présentés sur la Figure 3.27 (a).

Pour résumer, nous avons caractérisé notre DOE à la longueur d'onde de la pompe et du signal. Etant donné que la recombinaison du signal et l'injection de la pompe sont faites sur la même face de la fibre, nous avons envisagé et évalué trois montages possibles à la sortie de la fibre multicœurs. Nous avons retenu le montage utilisant un seul DOE et une seule lentille (d'injection pour la pompe et de recombinaison pour le signal). Ce montage présente un compromis entre l'injection de la pompe et la recombinaison du signal. Nous avons donc évalué ces pertes sur la recombinaison du signal et opté pour le choix d'optimiser le montage pour l'injection du faisceau de pompe dans les cœurs de la fibre.

Dans la partie suivante, nous allons caractériser notre montage expérimental de combinaison cohérente. Dans un premier temps par des mesures spectroscopiques de notre fibre multicœurs, puis mesurer le bruit de phase induit par ce dernier. Nous expliquerons le principe de l'asservissement mis en place pour la correction des phases à appliquer en entrée d'amplificateur. Enfin, nous finirons par détailler une autre technique qui permet la mesure des phases relatives entre les voies amplifiées.

3.3 Amplification et combinaison cohérente dans la fibre multicœurs

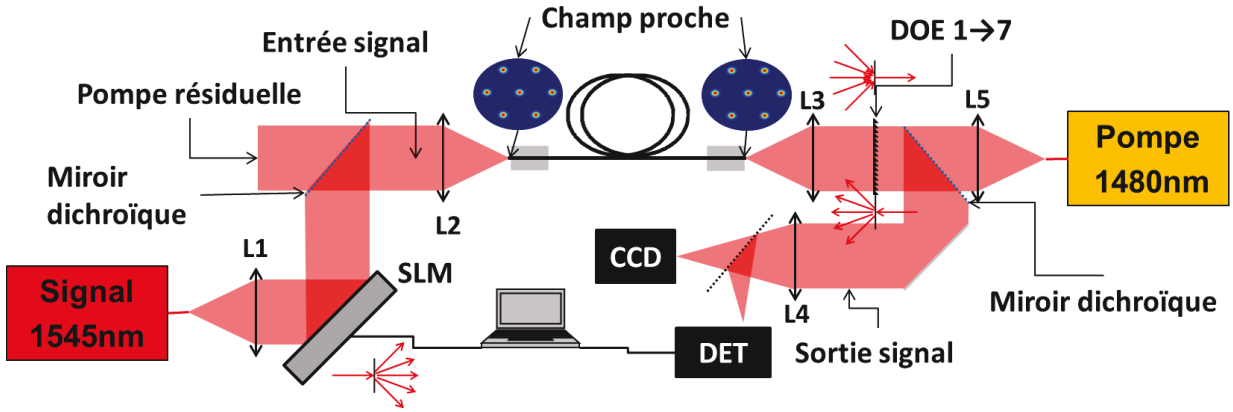

Figure 3.30 Montage expérimental utilisé pour la combinaison cohérente

3.3.1 Mesure d'atténuation et d'absorption

- Mesure d'atténuation

Nous voulons connaitre l'atténuation de notre fibre multicœurs, pour cela nous sélectionnons une longueur d'onde qui n'est pas absorbée par les ions erbium dans la fibre, et qui est représentative de l'atténuation dans les fibres pour la longueur du signal c'est-à-dire 1545 nm. Nous utilisons donc une source laser émettant à 1310 nm (cette longueur d'onde n'est pas absorbée pas les ions erbium). De plus comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.31 l'atténuation à 1310 nm est équivalente à celle à 1550 nm pour les fibres télécom de type SMF 28 (~0,4 dB/km).

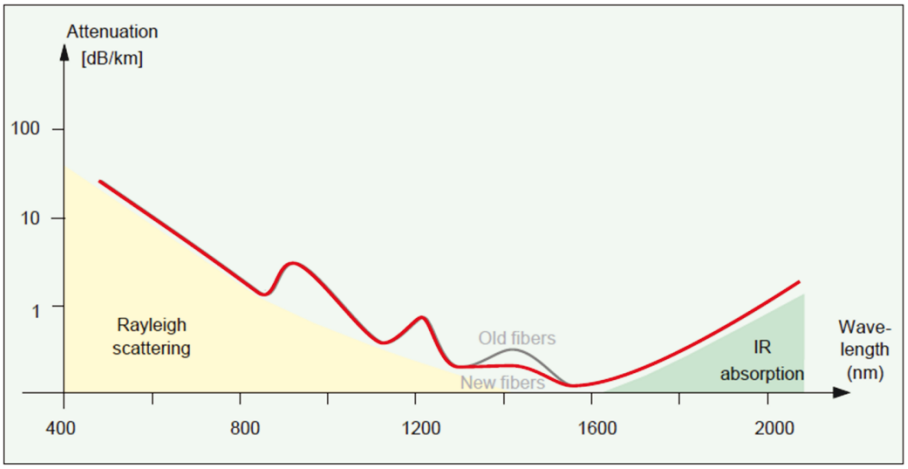

Figure 3.31 Courbe d'atténuation dans les fibres optiques en verre de type SMF 28 [81]

Nous mesurons la transmission de chaque cœur numéroté de 1 à 7 sur 2 tronçons de la fibre. Nous prenons deux morceaux de longueurs différentes 50 cm et 10 m. Le tronçon de 50 cm est suffisamment court pour supposer que les pertes sont uniquement dues au couplage de la lumière dans les cœurs de la fibre, les pertes par diffusion ou absorption sont donc négligées. Nous émettons deux hypothèses pour cette mesure, la première est que le couplage ne varie pas entre les mesures faites avec le tronçon de 50 cm et celui de 10 m

(La fibre a été clivée sur le banc sans toucher au couplage). Deuxièmement, les cœurs sont supposés parfaitement identiques. Les mesures d'atténuation sont présentées dans le tableau suivant.

Longueur du tronçon	0,5 m	10 m	Atténuation à 1310 nm
Numéro du cœur	P_0 (mW)	P_1 (mW)	α (dB/m)
1	1,069	0,731	0,165
2	1,057	0,748	0,150
3	1,042	0,722	0,159
4	1,039	0,691	0,177
5	1,03	0,699	0,168
6	1,043	0,718	0,162
7	1,051	0,693	0,181

L'atténuation est donnée par la formule suivante :

$$\alpha_{dB/m} = -\frac{1}{L} 10 \log_{10}\left(\frac{P_1}{P_0}\right) \quad \textbf{3.31}$$

Nous reportons une atténuation moyenne de 0,166 ± 0,001 dB/m dans la fibre multicœurs.

- Mesure d'absorption

Nous mesurons l'absorption sur une large bande spectrale (1450–1600 nm). Pour ce faire, nous utilisons une source ASE large spectralement dont le spectre est visible sur la Figure 3.32. La source ASE est constituée d'une fibre monomode dopée erbium, pompée avec une diode laser émettant à 980 nm. Nous utilisons le côté contra propageant de la source ASE (l'ASE est dirigée suivant deux direction dans la fibre, dans le même sens que la pompe ou dans le sens contraire), car son spectre est centré sur la longueur d'onde 1550 nm, et correspond mieux à la bande spectrale à analyser.

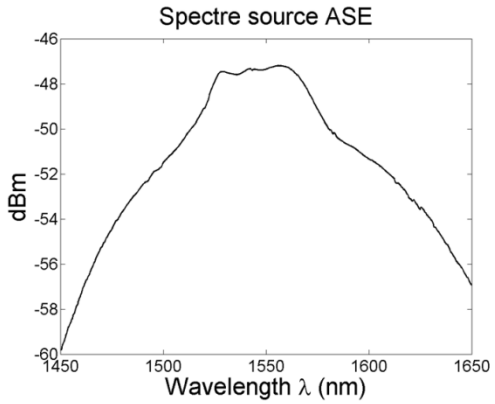

Figure 3.32 Spectre de la source ASE

Une fois la source ASE caractérisée spectralement par un analyseur de spectre optique, nous injectons le signal ASE dans un cœur de la fibre multicœurs selon le schéma de principe de la Figure 3.33. En sortie de la fibre multicœurs, nous collectons le signal avec une fibre multimode positionnée en face de la fibre multicœurs. La fibre multimode sert à collecter un maximum de signal en sortie grâce à son large cœur de 105 µm de diamètre.

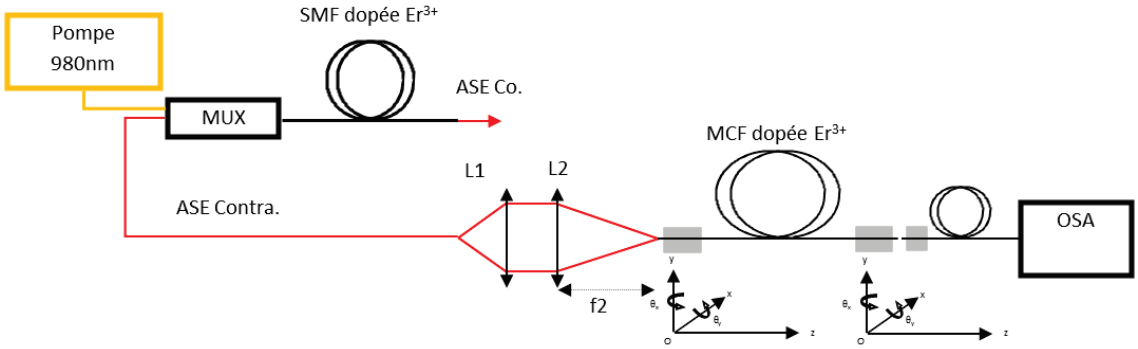

Figure 3.33 Schéma de principe de la mesure d'absorption dans la fibre multicoeurs en utilisant une source ASE

En prenant en compte les pertes de couplage de la source ASE vers la fibre multicœurs (le couplage est mesuré en utilisant la source à 1310 nm, ~70% de la lumière est couplée dans la fibre), nous déterminons l'absorption de la fibre multicœurs que nous comparons à la mesure d'absorption réalisée par le laboratoire du Phlam qui a fabriqué la fibre. Leur mesure a été réalisée avec un super continuum sur un tronçon de la fibre et non sur la préforme, nous pouvons donc comparer ces données qui ont été obtenu avec deux montages différents.

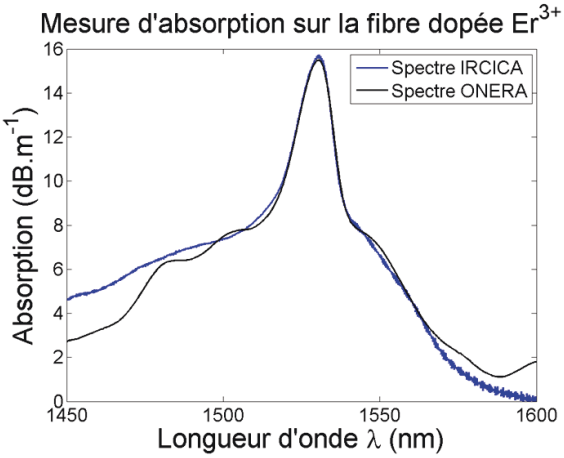

Figure 3.34 Spectre d'absorption mesuré par le Phlam (courbe en bleue) et par l'ONERA (courbe en noir)

Nous remarquons une légère différence entre les spectres dans la zone 1450-1480 nm, nous l'expliquons par le fait que sur notre mesure faite avec la source ASE, il est possible d'avoir un peu de perte chromatique lors de l'injection de la source ASE dans la fibre multicœurs, ou lors de la collection du signal par la fibre multimode. En effet, lors de l'injection de l'ASE ou de l'aboutage de la fibre multimode à la fibre multicœurs nous réalisons l'alignement en nous basant sur le maximum de puissance recueillie donc autour de 1550 nm.

Il est à noter toutefois une bonne correspondance entre les mesures réalisées par le Phlam et celles de l'ONERA. Ces mesures serviront à ajuster le modèle pour les simulations, en associant les mesures

d'absorption à la section efficace d'absorption de l'ion erbium dans la matrice vitreuse aluminosilicate de la fibre multicœurs.

Une fois l'absorption mesurée sur une large bande spectrale, nous effectuons une mesure du même principe, mais à des longueurs d'ondes précises, celle de la pompe 1480 nm et du signal 1545 nm afin d'ajuster au mieux les paramètres du modèle.

Nous mettons en place un montage expérimental visible sur la Figure 3.35. La mesure d'absorption est réalisée en prenant le rapport entre la puissance de sortie et celle d'entrée, ramenée à la longueur de la fibre caractérisée.

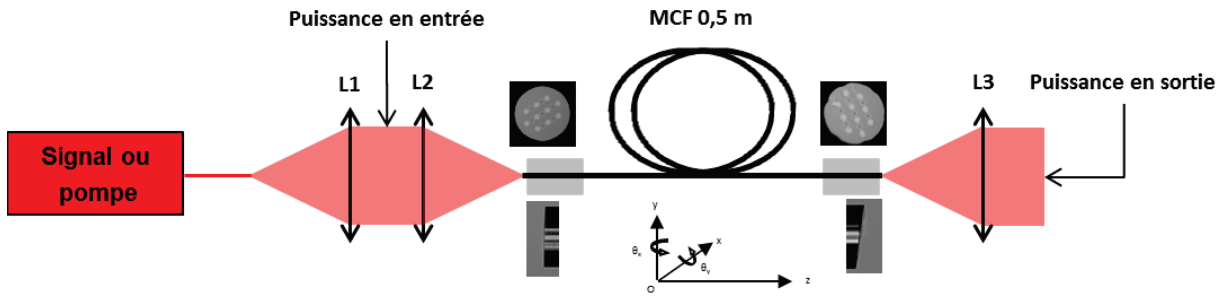

Figure 3.35 Schéma de principe de la mesure d'absorption à la longueur d'onde signal et pompe dans 50 cm de la fibre multicoeurs

La formule de l'absorption à la longueur d'onde de la pompe ou du signal est donnée par la formule suivante:

$$\alpha_\lambda = -\frac{1}{L} 10 \log_{10}\left(\frac{P_\lambda(L)}{P_\lambda(0)}\right) \qquad \textbf{3.32}$$

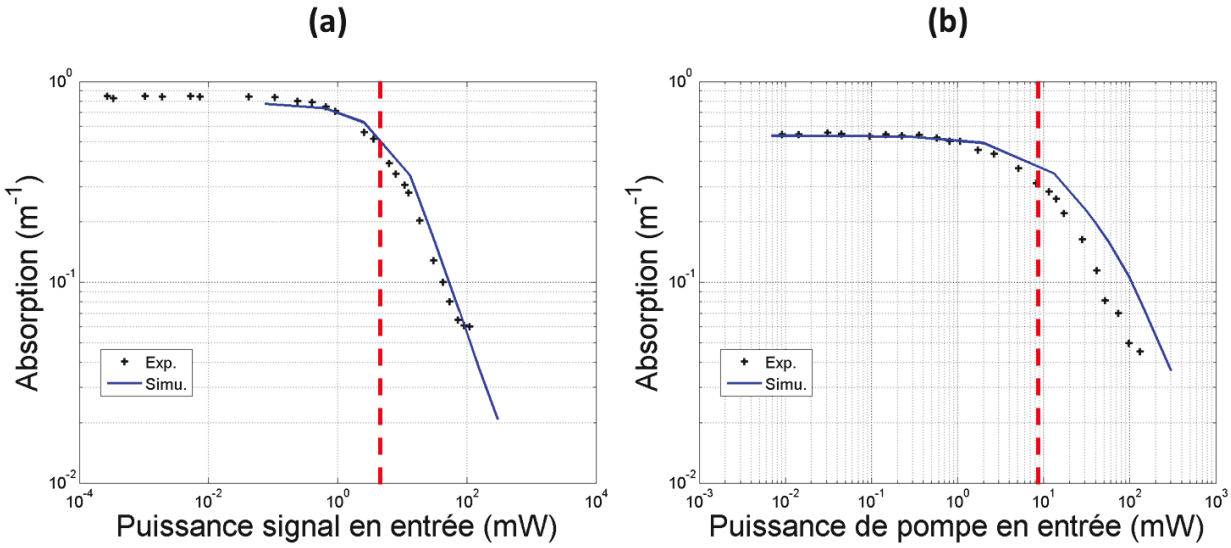

Figure 3.36 Absorption mesurée et simulée à la longueur du signal 1545 nm (a) et de la pompe 1480 nm (b)

Nous observons sur la Figure 3.36 une bonne correspondance entre la simulation et la mesure expérimentale, le décalage entre simulation et expérience que l'on peut observer pour la pompe peut s'expliquer par le fait que nous avons utilisé une diode de pompe large spectralement (3,7 nm), dont la longueur d'onde centrale varie en fonction du courant de commande du contrôleur de 1460 nm à 1490 nm.

Nous calculons la puissance de saturation aux deux longueurs d'ondes (pompe et signal), selon la formule suivante :

$$P_{sat} = \frac{Ah\upsilon}{(\sigma_{am} + \sigma_{abs})\tau} \qquad \textbf{3.33}$$

Avec A l'aire modale, h la constante de Planck, ν la fréquence de l'onde optique, σ les sections efficaces d'absorption et d'émission à la longueur d'onde considérée et τ le temps de vies des électrons sur le niveau haut.

La valeur de la puissance de saturation correspond à la puissance en entrée pour laquelle la valeur du gain en sortie est réduite de moitié en régime petit signal, lorsque l'amplificateur est dans un état stationnaire. Les valeurs des puissances de saturation sont données dans le tableau suivant :

	1480 nm	1545 nm
σ_{em}	$0{,}82.10^{-25}$ m^2	$4{,}85.10^{-25}$ m^2
σ_{abs}	$2{,}49.10^{-25}$ m^2	$3{,}63.10^{-25}$ m^2
ν	$2{,}027.10^{14}$ Hz	$1{,}9417.10^{14}$ Hz
τ	10 ms	
h	$6{,}62.10^{-34}$ J.s	
P_{sat}	7,6 mW	2,9 mW

Les traits en pointillées rouge sur la Figure 3.36 correspondent aux valeurs des puissances de saturation calculées précédemment.

3.3.2 Pompage mono cœur

Dans un premier temps, nous avons testé la fibre multicœurs en tant qu'amplificateur. Pour ce faire nous avons effectué des tests d'amplification en régime continu dans un cœur de la fibre. Le régime continu nous permet de nous affranchir des effets non-linéaires limitants (la diffusion Brillouin dans notre cas) en injectant un maximum de puissance de pompe dans le cœur pour extraire le plus de signal possible. Dans un deuxième temps, il nous permet de vérifier la bonne correspondance entres les mesures expérimentales et les résultats issus du simulateur. En cas d'écart important entre la simulation et l'expérience, d'autres paramètres devront être ajustés (concentration d'erbium dans la fibre, facteur de recouvrement du faisceau sur la zone dopée…).

Ces tests seront effectués en pompage co-propageant et contra-propageant à petit signal et en régime saturé. La bonne concordance avec le simulateur servira à optimiser certains paramètres de la fibre (dans le cadre de la conception d'une nouvelle fibre avec le Phlam) pour extraire plus de puissance en fonction du matériel disponible au laboratoire (principalement la puissance du laser de pompe qui sera utilisée pour l'amplification en combinaison cohérente).

Pour ces tests, la pompe utilisée est une diode monomode délivrant une puissance de 500 mW continu, dont le spectre est centré sur 1476,3 nm et possède une largeur de 3,1 nm RMS (données constructeur).

Le signal est composé d'une diode de 40 mW de puissance continue à 1545 nm, le réglage de la puissance en entrée de l'amplificateur à fibre multicœurs est réalisé par le biais d'un modulateur acousto-optique, qui nous permet via un signal électrique de modifier sa transmission entre 0 et 62%.

La fibre utilisée pour ces tests correspond à la TB93D de longueur 6,8 mètres, une des faces a été clivée avec un angle (> 5°) pour diminuer la réflexion de Fresnel à l'intérieur de l'amplificateur et éviter un effet laser parasite.

- Pompage co-propageant

Le montage expérimental utilisé pour les mesures d'amplification en pompage co-propageant est représenté sur la Figure 3.37. Une analyse spectrale est effectuée sur le signal réfléchi par le miroir dichroïque pour mesurer la quantité d'ASE créée par l'amplificateur.

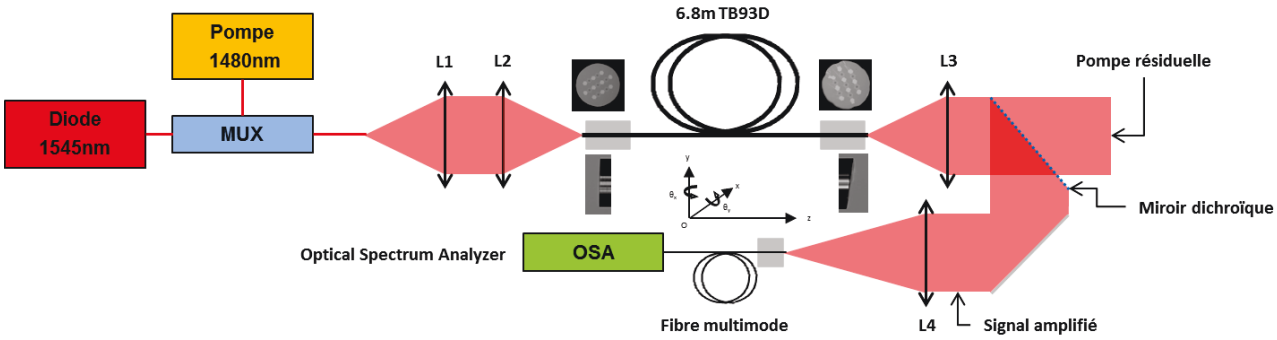

Figure 3.37 Schéma de principe d'amplification d'un cœur de la fibre multicoeurs par un pompage co-propageant

Dans un premier temps, nous nous plaçons en régime petit signal, la puissance signal couplée à l'entrée du cœur de la fibre correspond à 1 mW. Nous remarquons sur le montage Figure 3.37 que le signal et la pompe sont réunis par un multiplexeur en longueur d'onde et partagent la même lentille d'injection, il y a donc du chromatisme induit par cette lentille. Un compromis apparait entre l'optimisation de l'injection du signal et l'optimisation de l'injection de la pompe. Nous avons opté pour optimiser l'injection du faisceau de pompe dans le cœur, les pertes subies par le signal lors de l'injection sont prises en compte.

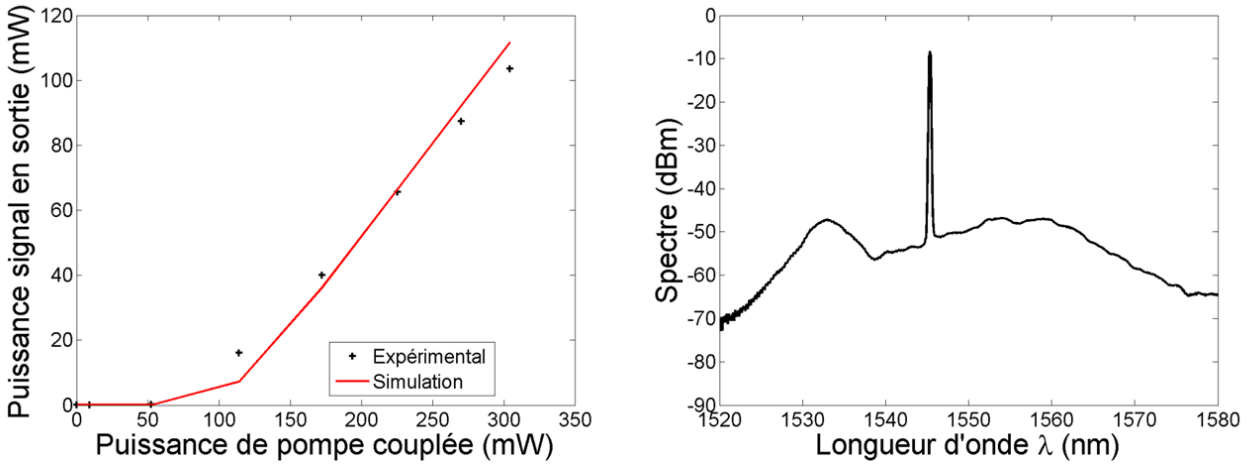

Figure 3.38 Puissance de signal en sortie en fonction de la puissance de pompe couplée dans le cœur en régime petit signal et spectre associé, mesuré au maximum de puissance signal en sortie

Les résultats des mesures expérimentales et de simulation sont présentés sur la Figure 3.38, la courbe de gauche correspond à la puissance signal recueillie (sans ASE) en fonction de la puissance de pompe couplée dans le cœur. Nous notons un gain de 20 dB au maximum de la puissance de pompe. A gauche le spectre mesuré expérimentalement correspondant au point de la puissance maximale extraite de la courbe à gauche. Nous remarquons 2 zones où l'ASE est plus important, autour de 1530 nm et au pic d'émission de l'ion erbium dans une matrice aluminosilicate (1555-1560 nm). Au maximum de la puissance de pompe couplée, l'ASE visible sur la Figure 3.38 de droite représente 1,31% de la puissance totale en sortie de fibre.

Comme nous l'avons mentionné, nous allons maintenant effectuer le même test en régime saturé, pour cela nous augmentons la puissance signal jusqu'à coupler 15 mW dans le cœur de la fibre. Nous effectuons ensuite les mesures d'amplification.

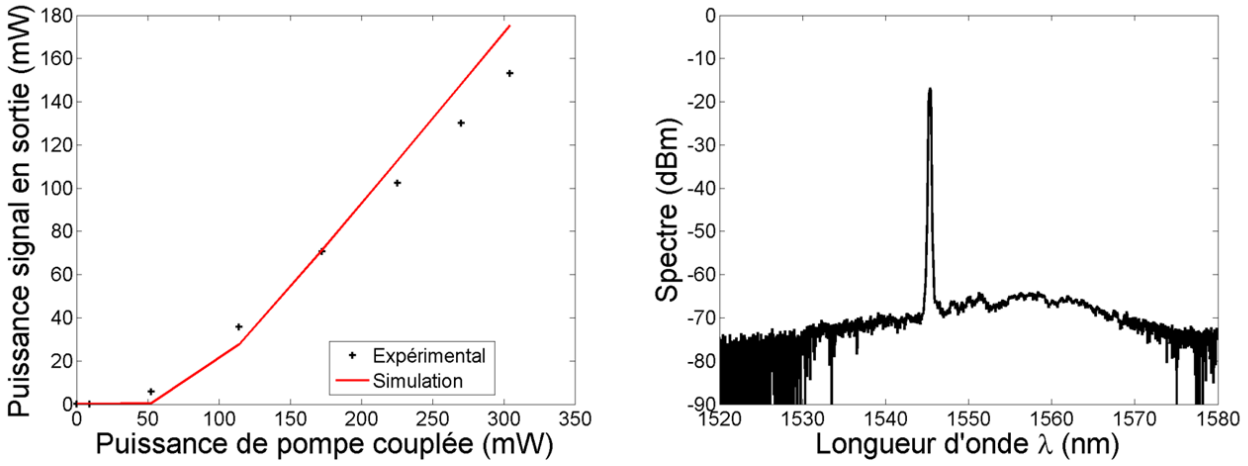

Figure 3.39 Puissance de signal en sortie en fonction de la puissance de pompe couplée dans le cœur en régime saturé et spectre associé, mesuré au point maximum de puissance de pompe couplée dans la fibre.

La Figure 3.39 de gauche représente la puissance signal sans ASE en fonction de la puissance de pompe couplée obtenue par simulation et expérimentalement. Nous obtenons dans les deux cas (simulation et expérience) un gain de 10 dB. La courbe de droite correspond au spectre mesuré à la puissance de pompe

maximale. Nous remarquons qu'en régime saturé l'ASE est nettement plus faible et représente 0,15% de la puissance totale en sortie de fibre multicœurs.

Nous pouvons noter une bonne correspondance entre la simulation et l'expérience que ce soit en régime petit signal et saturé dans le cas de pompage co-propageant. Ceci laisse penser que le simulateur utilisé a été correctement paramétré.

- Pompage contra-propageant

Nous passons maintenant au cas contra-propageant, le montage expérimental mis en place est représenté sur la Figure 3.40. Ici nous utilisons deux miroirs dichroïques, celui en entrée sert à mesurer la puissance de pompe résiduelle en sortie d'amplificateur et évite que la pompe résiduelle ne soit couplée dans la diode du signal (il joue un rôle d'isolateur). Celui en sortie d'amplificateur sert comme au montage précédent (Figure 3.37) à séparer le signal amplifié de la pompe incidente.

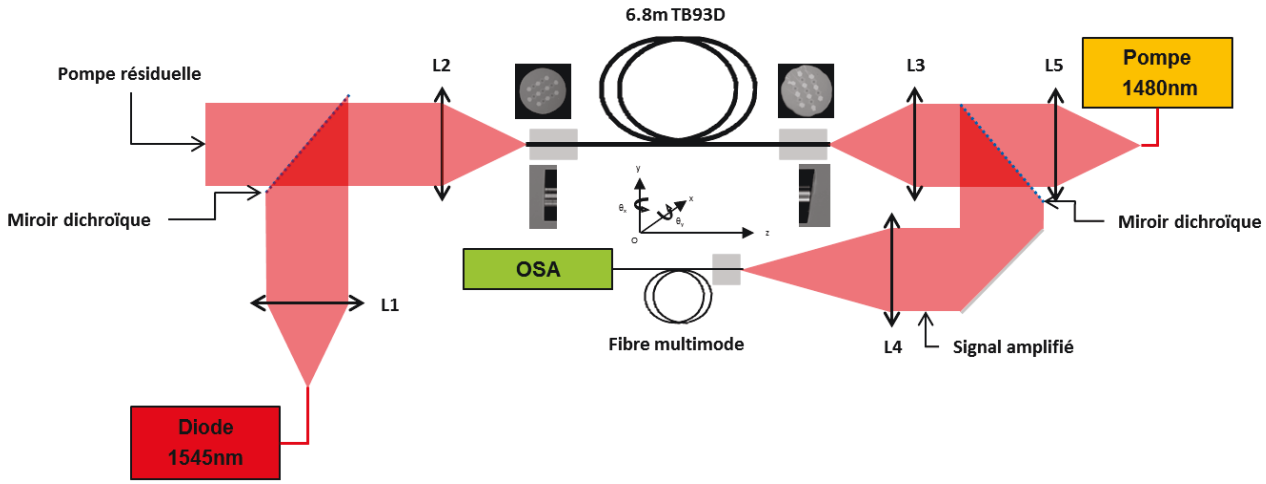

Figure 3.40 Schéma de principe d'amplification dans un cœur de la fibre multicoeurs avec un pompage contra-propageant

Comme le cas précédent en pompage co-propageant, nous effectuons une amplification en régime petit signal et en régime saturé. En revanche contrairement au cas co-propageant, ici il n'y a pas de compromis entre l'injection du signal ou de la pompe, puisque chacun possède sa propre lentille d'injection, il n'y a donc pas de pertes par chromatisme lors de l'injection qui serait induit par une lentille.

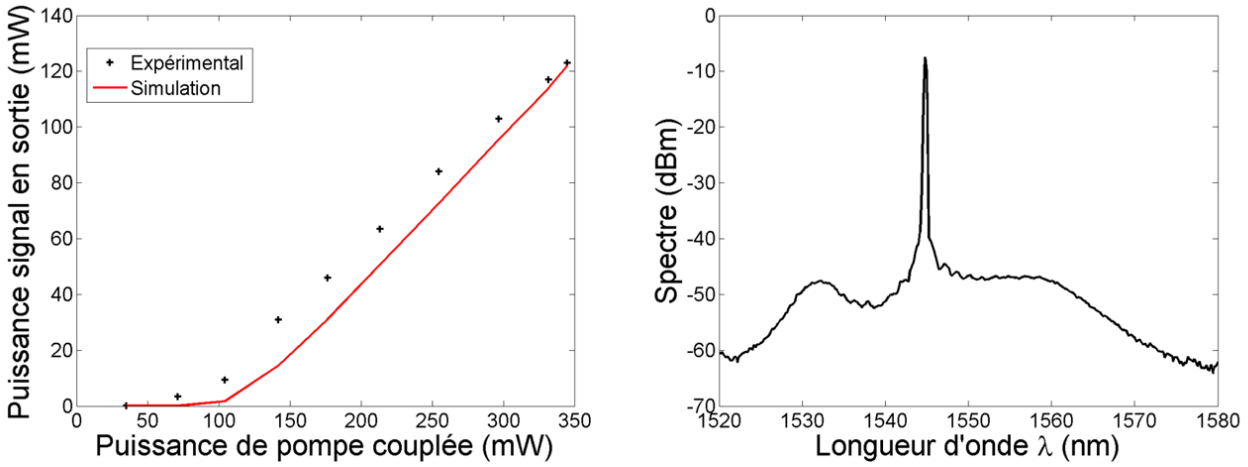

Figure 3.41 Puissance de signal en sortie en fonction de la puissance de pompe couplée dans le cœur en régime petit signal et spectre associé, mesuré au maximum de puissance signal en sortie

Le principe reste le même, la Figure 3.41 de gauche correspond à la puissance du signal extraite sans ASE est celle de droite au spectre associé au maximum de la puissance de pompe couplée dans la fibre. L'ASE représente 0,92% de la puissance en sortie de l'amplificateur pour 1mW de puissance signal en entrée. Nous pouvons noter une légère différence entre la puissance signal recueillie par simulation et celle mesurée expérimentalement, la simulation sous-estime la puissance signal recueillie. Etant donné qu'il s'agit d'un décalage nous pouvons penser qu'il s'agit d'une sous-estimation du coulage de la pompe dans la fibre lors des simulations effectuées.

Nous réitérons les mesures avec une puissance signal de 15 mW couplée dans un cœur de la fibre.

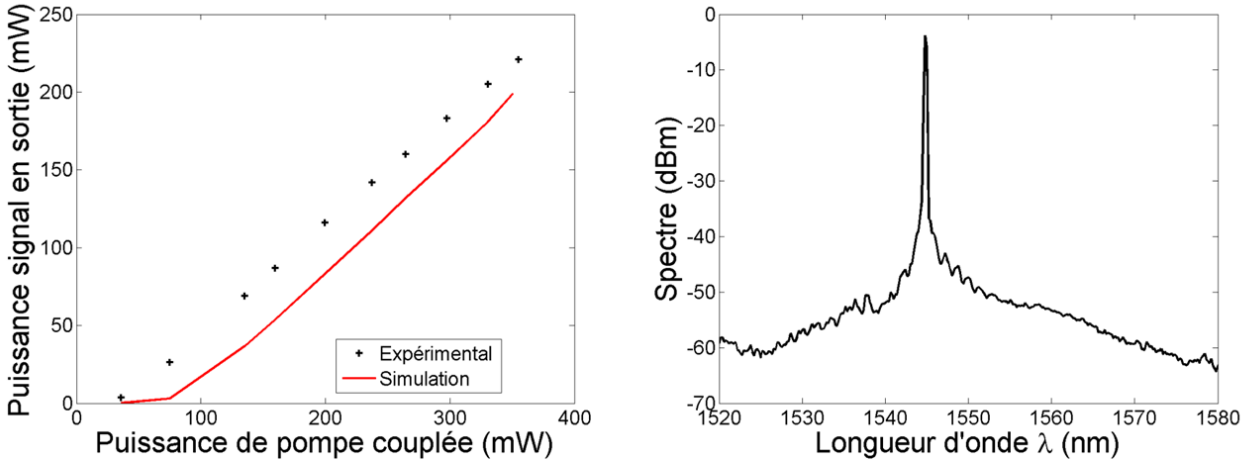

Figure 3.42 Puissance de signal en sortie en fonction de la puissance de pompe couplée dans le cœur en régime saturé et spectre associé, mesuré au maximum de puissance signal en sortie

Tout comme le cas précédent un léger décalage apparait sur la courbe de droite de la Figure 3.42, ou la simulation est sous-estimée par rapport aux mesures expérimentales. Néanmoins nous pouvons rapporter un gain de 12 dB et 0,25 % d'ASE représente la puissance en sortie d'amplificateur.

Hormis ce léger écart entre simulation et expérience dans le cas d'un pompage contra-propageant, nous pouvons affirmer une bonne concordance entre l'expérience et la simulation, montrant que les paramètres

du simulateur (Temps de vies des ions, concentration d'ion erbium, absorption au pic, pertes par atténuation, diamètre de la zone dopée, diamètre de mode) ont été optimisés pour correspondre au mieux à l'amplificateur à fibre multicœurs.

Le réglage du simulateur va nous servir dans le chapitre 4, pour effectuer des simulations d'amplificateur à fibre multicœurs pouvant extraire plus de puissance crête (dans le cadre d'une nouvelle conception de fibre par le Phlam). Nous allons donc modifier des paramètres, tels l'absorption ou le diamètre de mode de la fibre pour avoir une forte puissance crête en sortie en fonction de la puissance de pompe disponible au laboratoire ou atteignable par les lasers commerciaux.

3.3.3 Caractérisation du signal du MAO et du préamplificateur

Dans cette section, nous allons détailler ce qui compose la case signal de la Figure 3.30 c'est-à-dire les premiers étages de notre source MOPFA. Le premier élément est une diode laser de 40 mW de puissance émettant à 1545 nm. Pour obtenir des impulsions temporelles et non un signal continu, nous utilisons un modulateur acousto-optique (MAO) pour mettre en forme des impulsions temporelles.

Comme nous avons pu le dire précédemment, le MAO module l'intensité du signal en faisant vibrer un cristal par le biais de piézo-électriques, la conséquence est une modification de l'indice de réfraction du cristal et donc de la forme temporelle du signal en sortie. Pour obtenir un faisceau gaussien en sortie du MAO (surtout en sortie du dernier étage d'amplification), nous envoyons un signal électrique modulé à 40 MHz de forme trapézoïdale, pour obtenir l'impulsion visible sur la Figure 3.43 (a). Le MAO nous sert en plus à régler la cadence de tir de la source MOPFA. L'impulsion en sortie de MAO possède une largeur à mi-hauteur de 178 ns.

L'impulsion passe ensuite dans un préamplificateur, qui est composé de deux amplificateurs fibrés, un dopé erbium l'autre codopé erbium ytterbium. L'impulsion de sortie est représentée sur la Figure 3.43 (b) et fait 180 ns à mi-hauteur. En régime continu le préamplificateur permet d'obtenir un gain de 23 dB. Néanmoins en régime impulsionnel, la limite Brillouin apparait pour une puissance crête de 42 W à un taux de répétition de 20 kHz.

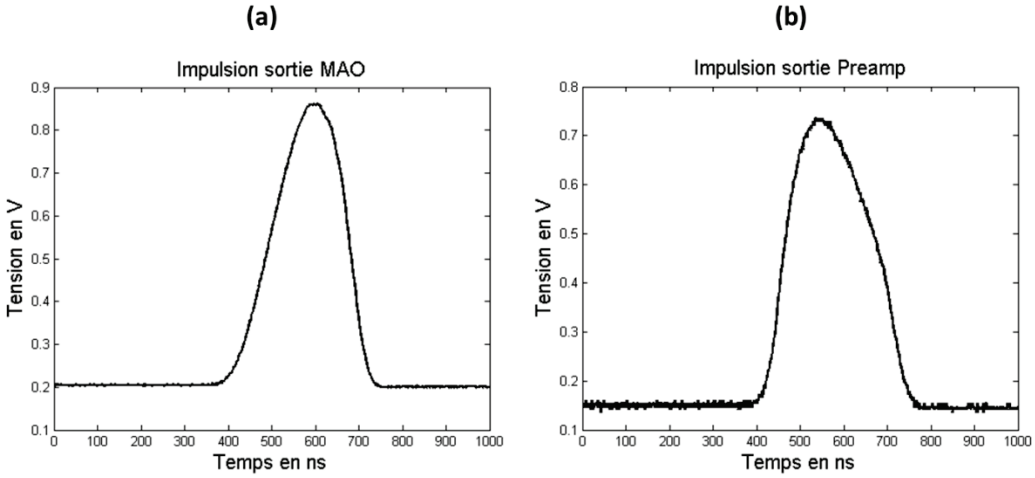

Figure 3.43 Impulsion temporelle en sortie de MAO (a) et en sortie de préamplificateur (b)

Pour les expériences de combinaison cohérente, nous allons utiliser une source de pompe plus puissante que la diode de pompe limitée à 500 mW. Ici nous utiliserons un laser RAMAN mono-fréquence émettant à 1480 nm. Le faisceau de sortie est monomode et la puissance de sortie est de 5 W. Etant donné que l'injection du faisceau de pompe se fait via le DOE et que l'on possède 7 cœurs dans la fibre, nous pouvons déjà estimer

que la puissance couplée dans chaque cœur sera d'environ 370 mW, en prenant en compte la transmission du miroir dichroïque (92%), l'efficacité du DOE (75%) et l'efficacité du couplage dans les cœurs de la fibre (80%).

Les mesures d'amplification dans un cœur présentées précédemment ont été effectuées sur une fibre de 6,8 mètres de long (TB93D), mais la répartition géométrique des cœurs sur les faces n'est pas régulière et entraine des difficultés pour l'injection de la pompe, du signal et sa recombinaison. Pour effectuer la combinaison cohérente de faisceaux, nous utilisons un autre tronçon de fibre (TB93A) qui possède une géométrie plus régulière, et permet l'injection de la pompe dans l'ensemble des cœurs de la fibre. Néanmoins la fibre TB93A est plus courte (3,7 m) que celle utilisée pour les tests d'amplification en continu, réduisant la puissance à extraire.

- Limite Brillouin dans un cœur de la fibre multicœurs

En régime impulsionnel (impulsion de 200 ns à mi-hauteur tirée à une cadence de 20 kHz), lorsque l'ensemble des cœurs sont injectés, la puissance crête du signal n'est pas suffisamment grande pour atteindre le seuil de non linéarité de la diffusion Brillouin stimulé. Nous mesurons alors le seuil d'apparition de la diffusion Brillouin dans un cœur de la fibre pour les deux tronçons (3,7 m et 6,8 m), en pompage contra-propageant. Les valeurs sont notées dans le tableau suivant, à chaque puissance crête relevée, nous notons la puissance de pompe injectée dans le cœur de la fibre.

Tronçon	Longueur	Puissance crête en sortie	Puissance de pompe injectée
TB93A	3,7 m	65 W crête	0,96 W
TB93D	6,8 m	33 W crête	0,539 W

Nous présentons sur la Figure 3.44-(a), l'impulsion temporelle en sortie de fibre multicœurs lorsque le seuil de non linéarité de la diffusion Brillouin stimulée n'est pas atteint. L'impulsion possède une largeur de 200 ns à mi-hauteur. Tandis que sur la Figure 3.44-(b), le seuil de la diffusion Brillouin stimulée est atteint. Nous remarquons une zone fortement perturbée au début de l'impulsion, il s'agit d'une partie de l'impulsion rétrodiffusée par l'onde acoustique dans la silice. Si l'on augmenterait encore la puissance de pompe injectée, une plus grande contribution de l'impulsion initiale serait rétrodiffusée, jusqu'à ce que le milieu se comporte comme un miroir de Bragg et rétrodiffuse l'ensemble de l'impulsion.

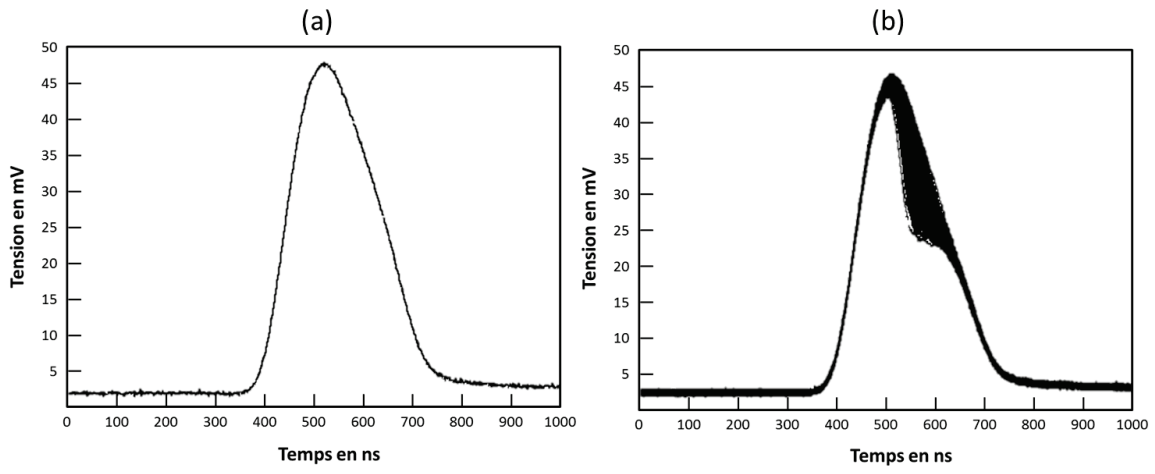

Figure 3.44 (a) Impulsion temporelle en sortie de fibre multicoeurs (b) Impulsion temporelle en sortie de fibre multicoeurs lorsque le seuil d'apparition de la diffusion Brillouin est atteint

Pour la combinaison cohérente avec le tronçon de 3,7 m (TB93A), nous pouvons obtenir une puissance de 455 W crête avant recombinaison, dans l'hypothèse où la puissance du laser de pompe serait au moins égale à 9,2 W, et que l'ensemble des cœurs soit uniformément et correctement injectés.

Nous allons maintenant nous intéresser au bruit de phase de l'amplificateur à fibre multicœurs en régime de pompe contra-propageant.

3.3.4 Mesure du bruit de phase relatif par détection IQ (In phase and Quadrature)

Nous voulons connaître le bruit de phase de l'amplificateur à fibre multicœurs, pour cela nous mettons en place un montage expérimental qui mesure la phase en sortie d'amplificateur entre deux cœurs de la fibre, selon le principe présenté sur la Figure 3.45. Nous appliquons une carte phase sur le SLM qui diffracte le faisceau gaussien initial en deux sous faisceaux dont la largeur à $1/e^2$ correspond au diamètre de mode des cœurs de la fibre.

Les deux faisceaux sont ensuite amplifiés dans la fibre par un pompage contra-propageant à 1480 nm, selon le même principe que la Figure 3.30 (sauf le capteur CCD qui est placé en champ lointain). A la sortie, les deux faisceaux créent des franges d'interférences en champ lointain. Le déphasage entre les deux voies se traduit par un décalage dans la position des franges d'interférences. Nous plaçons deux photodiodes sur les franges d'interférences, la première dite en phase au sommet d'une frange brillante, et la seconde dite en quadrature déphasé de 90°. La mesure du bruit de phase relatif est faite entre le cœur central de la fibre et un cœur périphérique.

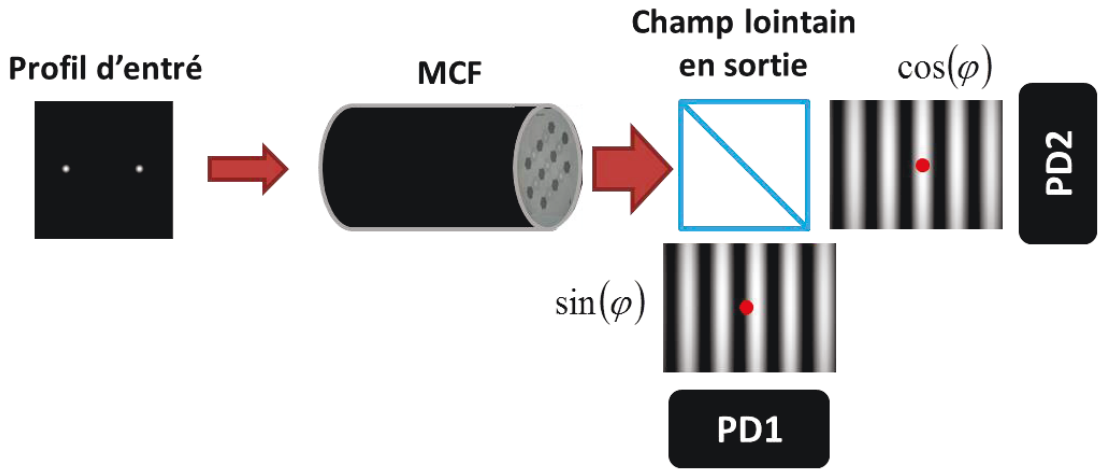

Figure 3.45 Schéma de principe de la mesure de phase par detection IQ.

Après normalisation des tensions renvoyées par les deux photodiodes (notées PD1 et PD2 sur le schéma précédent), le bruit de phase est calculé selon la formule suivante :

$$\varphi(t) = \tan^{-1}\left(\frac{V1}{V2}\right) \qquad \textbf{3.34}$$

Avec $V1 = A\cos(\varphi)$ et $V2 = A\sin(\varphi)$

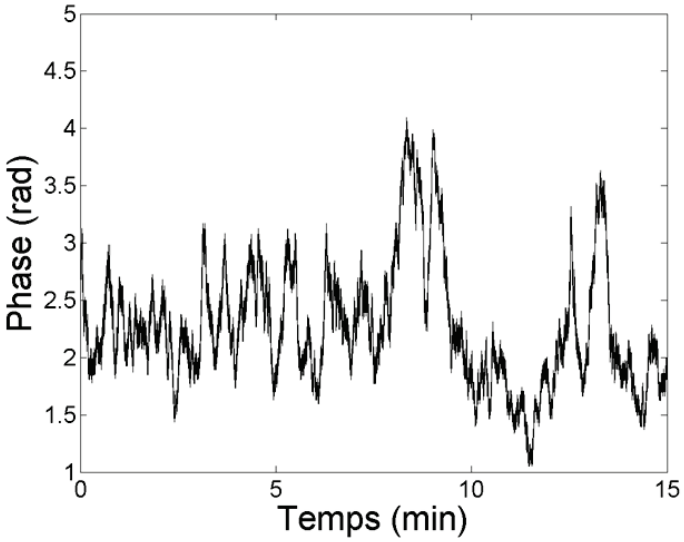

Figure 3.46 Bruit de phase de l'amplificateur à fibre multicoeurs mesuré entre 2 cœurs.

Nous notons une variation de 3 radians du pic le plus élevé au pic le plus bas pendant un laps de temps de 15 minutes visible sur la Figure 3.46, cette variation de phase entre les deux voies est très faible comparée à deux amplificateurs à fibres distincts. Dans les travaux de Ramirez *et al.* [39], une mesure du bruit de phase entre deux amplificateurs à fibre double gaine dopée ytterbium a été effectuée, une variation de 180 radians a été mesurée sur un laps de temps de 50 secondes. Cela montre la faible variation de phase, lorsque les milieux amplificateurs sont contenus dans la même gaine de silice (la fibre multicœurs), comme il a été également

montré dans les travaux de Hartl *et al.* [68], ou une variation des phases relatives de 8 radians a été mesurée sur un tronçon de 18 cm de fibre chauffé à 300 °C, puis refroidi à température ambiante. Ainsi, un montage de combinaison cohérente dans une fibre multicœurs nécessite une bande passante plus faible pour assurer la mise en phase comparée à plusieurs amplificateurs placés en parallèle.

Avec la mesure du bruit de phase de l'amplificateur à fibre multicœurs, nous pouvons calculer la densité spectrale de puissance selon la formule suivante :

$$PSD = \frac{1}{f_{ech} N} \left| TF(\varphi(t)) \right|^2 \qquad \textbf{3.35}$$

Avec f_{ech} la fréquence d'échantillonnage et N le nombre de points de mesure.

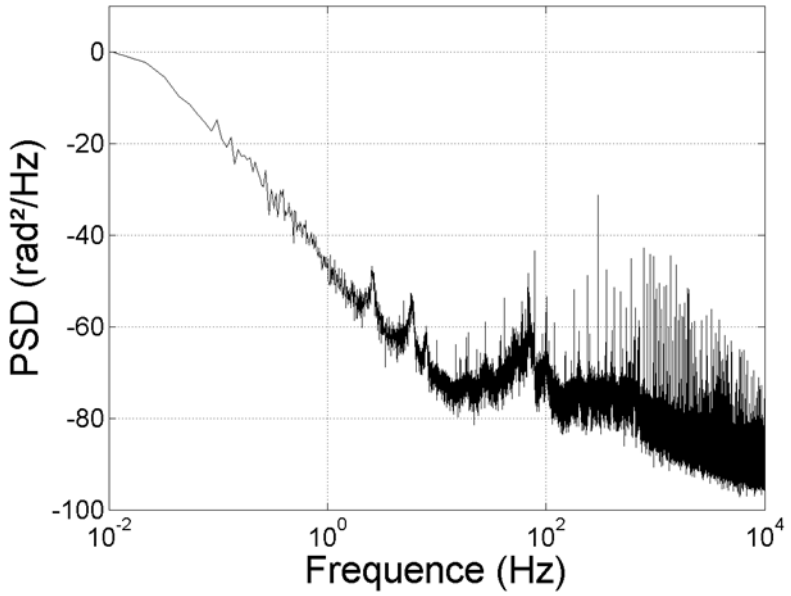

Figure 3.47 Densité spectrale de puissance calculée à partir du bruit de phase de l'amplificateur à fibre multicoeurs

Le pic visible autour de 60 Hz est certainement dû aux oscillations des cristaux liquides du SLM servant à injecter le faisceau gaussien dans les cœurs. Nous avons vu que les oscillations entrainent des variations de phase, donc un bruit de phase. Les 2 pics inférieurs à 10 Hz sont probablement dus au bruit environnemental (acoustique ou thermique). Les pics supérieurs à 60 Hz sont un mélange du bruit environnemental et des fréquences harmoniques dues au SLM.

A partir de la densité spectrale de puissance (PSD visible sur la Figure 3.47), nous pouvons simuler la phase résiduelle en fonction de la fréquence de coupure d'un contrôleur de phase de type PI idéal (proportionnel intégrale) [82]. Un contrôleur PI est équivalent à un filtre passe haut du premier ordre dont la fonction de transfert est visible sur la Figure 3.48-(a) pour une fréquence de coupure égale à 1 Hz et, est représenté par la fonction H_{fc} dans l'équation suivante. La phase résiduelle est obtenue en intégrant le spectre de la PSD mesurée à laquelle est appliquée la fonction de transfert du contrôleur pour différentes fréquences de coupure. La formule pour obtenir la phase résiduelle est la suivante :

$$\varphi_{res}(f) = \sum_{fc=f1}^{f2} \sqrt{\left| H_{fc}(f) \right|^2 \cdot PSD(f) \cdot df} \qquad \textbf{3.36}$$

Dans notre cas, nous faisons varier la fréquence de coupure de 0,001 Hz à 1 kHz. La fonction de transfert est représentée sur la Figure 3.48-(a) et la simulation du bruit de phase résiduelle en fonction de la fréquence de coupure du contrôleur est visible sur la Figure 3.48-(b).

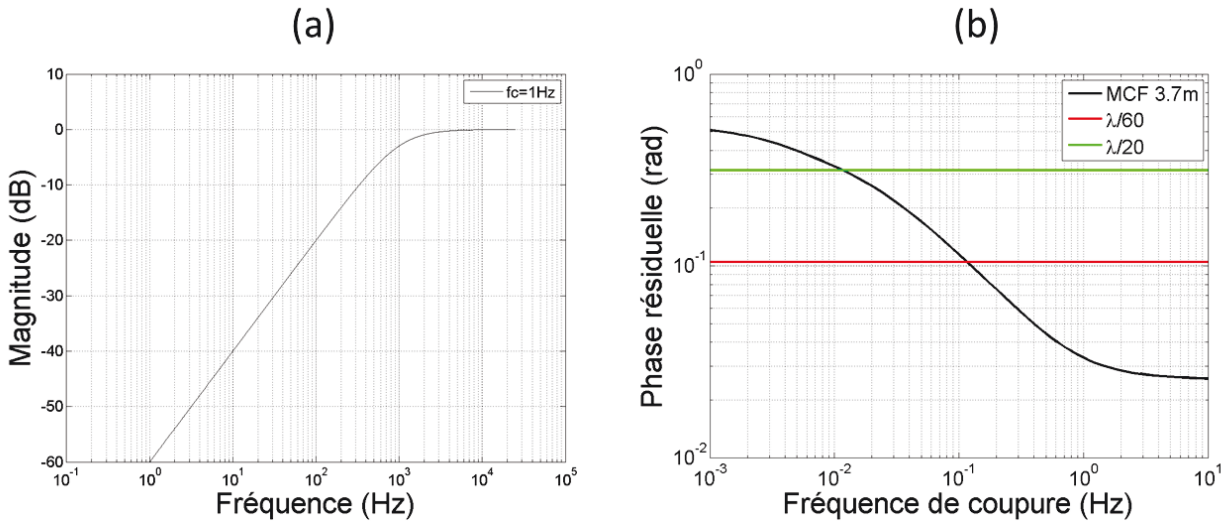

Figure 3.48 (a) Fonction de transfert d'un filtre passe haut représentatif d'un contrôleur PI parfait à la fréquence de coupure de 1 Hz (b) Simulation du bruit de phase résiduelle en fonction de la fréquence de coupure du système d'asservissement

Le système d'asservissement mis en place pour faire de la combinaison cohérente est l'algorithme SPGD (dont le fonctionnement va être détaillé dans la partie suivante), nous évaluons la bande passante de la boucle complète (SPGD, nombre de voies à mettre en phase, temps de réponse du SLM, du convertisseur analogique numérique et de la photodiode) à 0,025Hz. D'après la Figure 3.48-(b), une phase résiduelle de λ/30 est donc envisageable avec notre système d'asservissement.

3.3.5 Mise en place du système d'asservissement SPGD

Comme nous l'avons mentionné précédemment, le système d'asservissement utilisé pour la mise en phase est un système stochastique (SPGD). Nous avons vu qu'il y avait différentes méthodes pour assurer la mise en phase d'un système de combinaison cohérente, une autre solution aurait été de faire interférer une voie de référence avec les faisceaux en sortie d'amplificateur. Mais à cause du bruit de phase du SLM induit par les oscillations des cristaux liquides autour de leurs positions d'origine, il est impossible de créer des franges entre le faisceau de référence et les faisceaux à mettre en phase. Pour ce faire, il faudrait que le faisceau de référence passe également par le SLM, ce qui revient à scinder la matrice du SLM en deux et donc à concentrer l'énergie en sortie de préamplificateur sur une surface plus petite ce qui peut endommager la matrice. Nous avons donc mis en œuvre une méthode simple sur notre montage expérimental.

Le principe de l'algorithme SPGD consiste à appliquer de petites perturbations de phase aux N voies du système. En sortie, les voies interfèrent sur un détecteur et, en fonction de la puissance recueillie par ce dernier, nous déterminons les nouvelles valeurs de phases à appliquer pour optimiser des interférences constructives dans le faisceau utile.

Nous notons les phases des N voies amplifiées : u_k avec $\mathrm{k} = 1 \ldots \mathrm{N}$

Les perturbations de phases à appliquer aux voies sont notées de la manière suivante : δu_k avec $\mathrm{k} = 1 \ldots \mathrm{N}$

Les perturbations de phases sont dans un premier temps ajoutées aux valeurs de phases u_k des N voies, puis soustraites. Nous récupérons ainsi deux valeurs de la fonction d'optimisation notées respectivement *J+* et *J-* recueillies par le détecteur en sortie.

$$\begin{aligned} J_+ &= J(u_1+\delta u_1,\ldots,u_k+\delta u_k,\ldots,u_N+\delta u_N) \\ J_- &= J(u_1-\delta u_1,\ldots,u_k-\delta u_k,\ldots,u_N-\delta u_N) \\ \delta J &= J_+ - J_- \end{aligned} \qquad \textbf{3.37}$$

Les nouvelles phases à appliquer au système sont calculées selon la formule suivante :

$$u_k^{'} = u_k + \gamma.\delta u_k.\delta J \qquad \textbf{3.38}$$

Avec γ la valeur du gain. Le gain doit être positif dans le cas d'une maximisation de la fonction d'optimisation et négatif dans le cas d'une minimisation. La fonction résultante est la suivante :

$$J^{'} = J(u_1^{'},\ldots,u_k^{'},\ldots,u_N^{'}) \qquad \textbf{3.39}$$

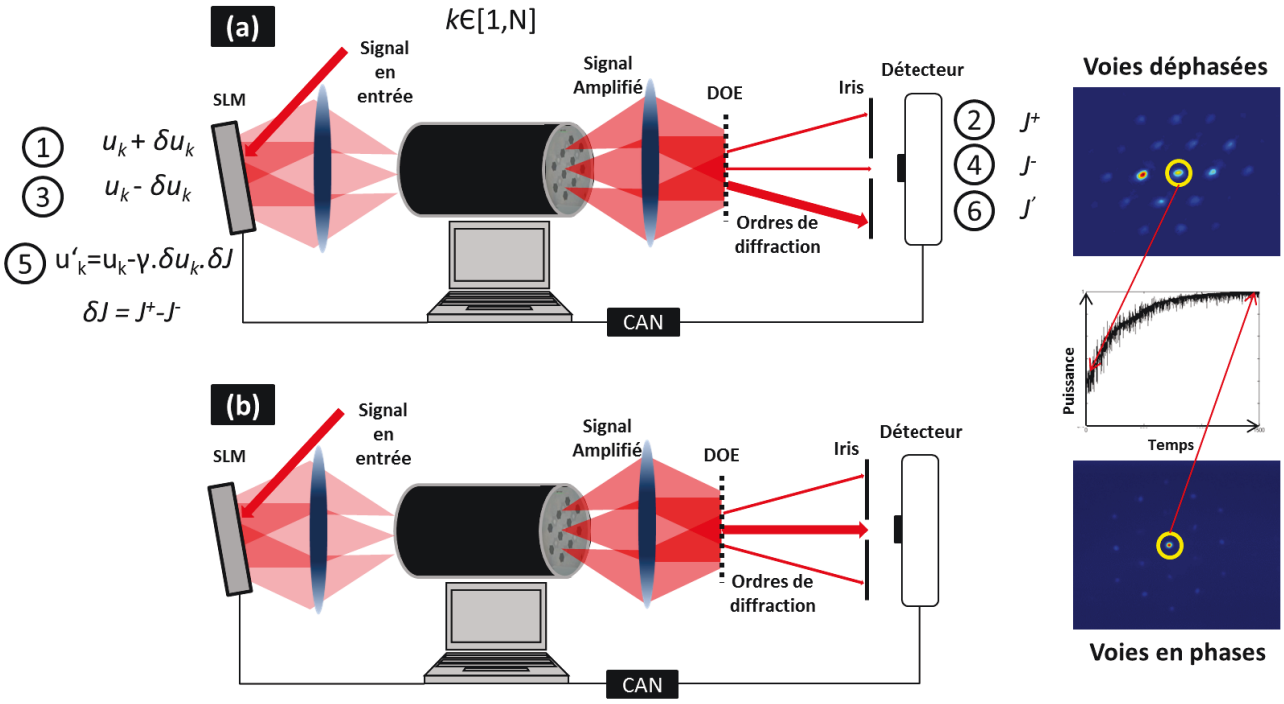

Figure 3.49 Schéma de principe d'une itération SPGD du montage expérimental lorsque les voies sont déphasées (a) et en phase (b)

Les étapes pour obtenir une itération de l'algorithme SPGD sont représentées sur la Figure 3.49, ainsi que les profils d'intensité recueillis au plan focal d'une lentille derrière le DOE. Le premier cas (a) correspond au démarrage de l'algorithme SPGD et le cas (b) correspond au cas en phase.

Dans le système d'asservissement, nous mettons en place un iris devant le détecteur pour sélectionner la zone utile du faisceau à recombiner. Le choix de la dimension de l'iris devant le détecteur est important, il doit être au moins 50% inférieur au diamètre ($1/e^2$) du faisceau à optimiser [83]. En effet un iris de faible dimension permet de sélectionner uniquement la partie la plus énergétique du faisceau gaussien, limitant les variations de puissance reçu par le détecteur, et donc les erreurs de phase.

- Tests à 1064 nm

Nous avons effectué des expériences préliminaires à la longueur d'onde de 1µm dans une fibre multicœurs passive visible sur la Figure 2.2-(c). Le but était de valider la mise en phase de 7 voies en sortie de la fibre multicœurs après combinaison sur un DOE par un asservissement SPGD. Tout comme l'expérience à 1,5 µm, l'injection et la mise en phase des voies étaient assurées par un SLM. Nous avons pu voir expérimentalement le lien entre la valeur de gain γ appliqué aux nouvelles phases à calculer par SPGD et le pas des perturbations δu_k appliquées au SLM.

Nous avons dans un premier temps déterminé la valeur du gain de façon empirique, et cette valeur était fixée pour un pas de perturbation.

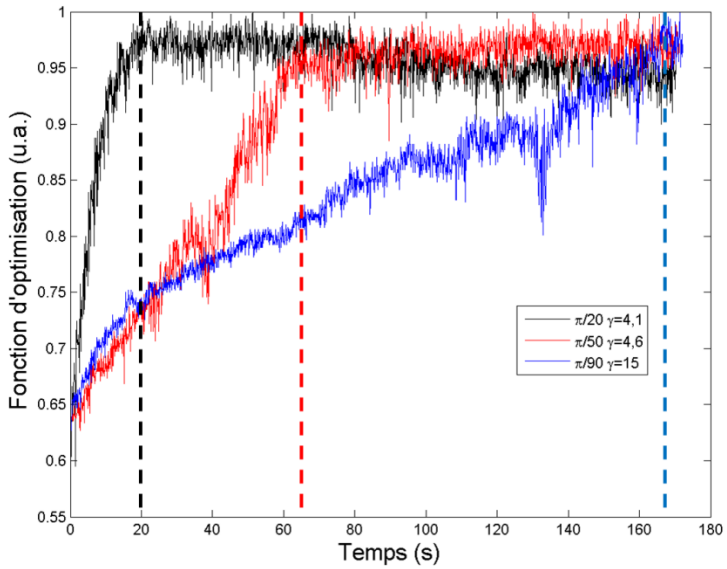

Figure 3.50 Fonction d'optimisation du système SPGD pour différents pas de perturbations de phases obtenues à la longueur d'onde de 1064 nm

Nous pouvons retenir de la Figure 3.50, que plus le pas des perturbations (δu) est petit, plus la mise en phase est lente. Dans le même sens, plus le pas des perturbations est grand plus il y aura de fluctuations une fois la mise en phase atteinte. La courbe bleue possède le plus petit pas et, est la plus lente à être en phase, contrairement, à la courbe noire qui atteint rapidement la mise en phase, mais présente plus de fluctuations une fois le régime établi en place (ces mesures sont présentées dans le tableau suivant). Les pointillées visibles sur la Figure 3.50 et la Figure 3.51 marquent la fin du régime transitoire de la mise en phase pour le régime établi ou permanent.

Pour éviter les minima locaux et augmenter la vitesse de mise en phase, l'asservissement SPGD commence par des fortes variations des phases ($\pi/4 < \delta u_{init} < \pi/2$) en entrées durant une dizaine d'itérations comme nous pouvons le voir sur les dix premières secondes de la Figure 3.51. Ces variations servent à trouver une combinaison de phase qui optimise la puissance reçue sur le détecteur et donc la mise en phase des voies. Cette technique permet de gagner du temps, en plus d'éviter de tomber dans un minimum local.

Avec cette méthode nous avons déterminé le gain de manière empirique, de la façon suivante :

$$\gamma = \frac{RMS(J_{init})}{\delta u} \qquad \textbf{3.40}$$

Avec J_{init} correspondant aux valeurs de la fonction d'optimisation pendant la phase d'initialisation ou les phases en entrées varient fortement.

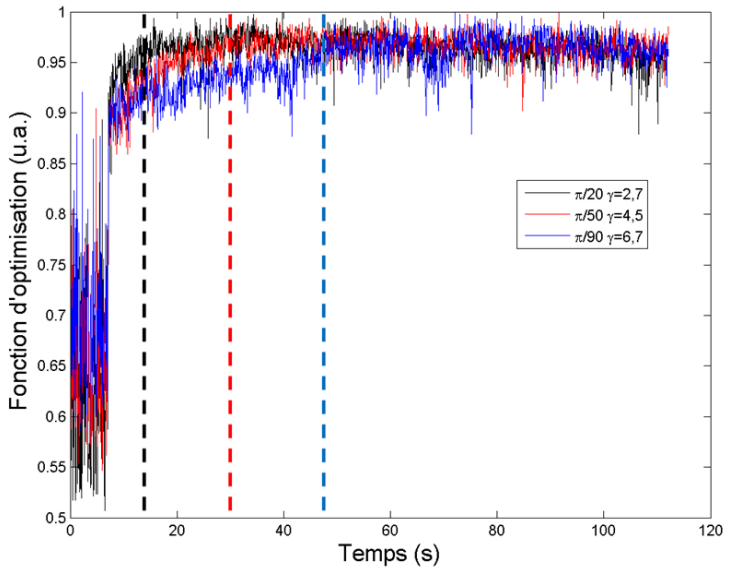

Figure 3.51 Fonctions d'optimisation du système SPGD pour différents pas de perturbation de phase avec une variation brutale des phases au démarrage pour éviter les minima locaux obtenus à la longueur d'onde de 1064 nm

Sur la Figure 3.51, nous remarquons une nette amélioration dans la vitesse de mise en phase comparée aux résultats présentés sur la Figure 3.50, même pour les pas très faibles (à noter que sur la Figure 3.51 la phase d'initialisation est faite sur plus de dix itérations pour qu'elle soit visible).

	Sans initialisation		Avec initialisation	
δu	STD	Temps	STD	Temps
π/20	0,0174	20 s	0,0142	15 s
π/50	0,0136	65 s	0,0115	30 s
π/90	0,0116	167 s	*0,0150*	47 s

A partir du tableau précédent, nous notons la nette amélioration dans la vitesse de convergence de l'algorithme SPGD lorsque la phase d'initialisation est faite. Nous avons également mesuré la déviation standard de la fonction d'optimisation lorsque la mise en phase est atteinte. Nous notons que plus le pas est petit, plus la déviation standard est faible et donc les erreurs de phase aussi. Seul le dernier cas du tableau (en italique) présente une déviation standard supérieure, des contraintes extérieures (vibrations) ont perturbés la mise en phase avec une amplitude suffisamment forte, de manière à ce que l'algorithme doit converger une seconde fois jusqu'au régime établi.

Ces comparatifs ont été effectués à la longueur d'onde de 1064 nm, parce que la matrice du SLM fonctionnant à 1 µm est plus rapide que celle à 1,5 µm (~70 ms à 1064nm et ~150 ms à 1545nm), pour la

même configuration (5-5). En d'autres termes notre bande passante à 1 µm est plus grande que celle à 1,5 µm, ou nous avons beaucoup plus de difficultés à régler les paramètres de la boucle d'asservissement pour obtenir la mise en phase.

- Résultats à 1545 nm

Nous allons maintenant présenter sur la figure suivante un résultat expérimental obtenu à 1,5 µm lorsque le laser de pompe est au maximum de puissance. Le pas des perturbations de phase est égal à π/30.

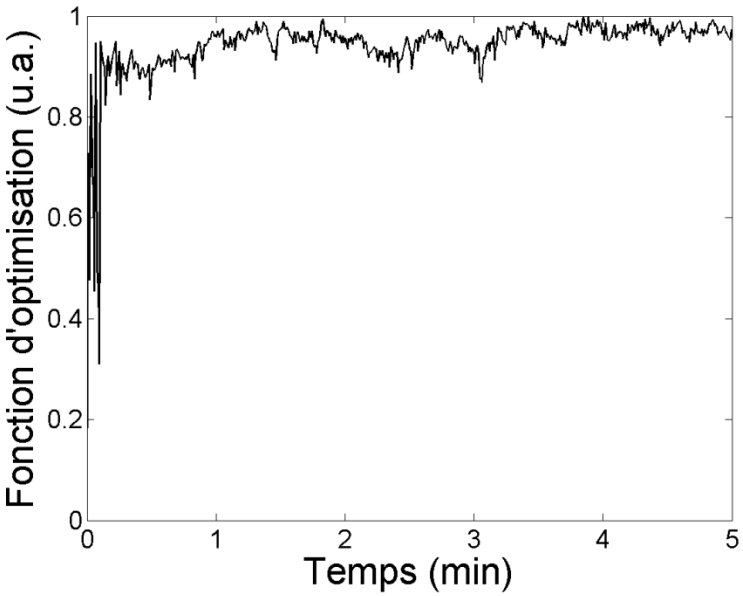

Figure 3.52 Fonction d'optimisation du système SPGD obtenue avec un pas de π/30 au maximum de la puissance de pompe obtenue à la longueur d'onde de 1545 nm.

La Figure 3.52 nous montre une très rapide mise en phase (~10 s), mais une fois le régime établi, nous remarquons des fluctuations qui sont dues aux perturbations extérieures à la fibre (principalement des vibrations) et aux oscillations des cristaux liquides du SLM autour de leurs positions d'origine. Pour remédier à ce problème, nous avons décidé de mettre en place un filtre passe bas au signal renvoyé par le détecteur pour que l'algorithme SPGD puisse s'affranchir de ces fluctuations d'intensité dans la fonction d'optimisation. Pour ce faire nous choisissons un filtre passe bas de manière à ne pas être sensible aux variations supérieures à 60 Hz (taux de rafraichissement de la matrice SLM et fréquence minimale des oscillations des cristaux).

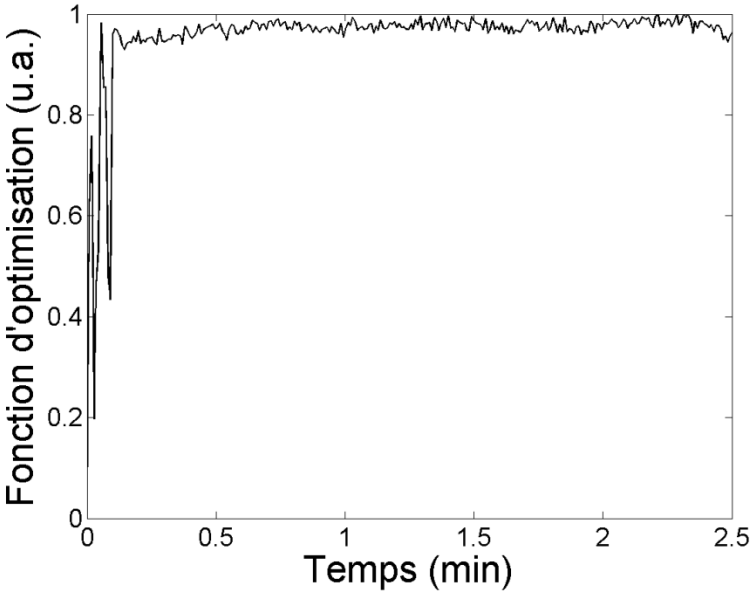

Figure 3.53 Fonction d'optimisation du système SPGD avec un pas de π/30 au maximum de la puissance de pompe obtenue à la longueur d'onde de 1545 nm, avec l'application d'un filtre passe bas sur le signal renvoyé par le détecteur.

Nous pouvons noter de la Figure 3.53 que les fluctuations en régime établi de la fonction d'optimisation sont nettement plus faibles ce qui permet au système SPGD de rester dans un régime de mise en phase et de ne pas asservir sur les variations de phases dues aux fluctuations des cristaux liquides du SLM.

L'utilisation d'un système SPGD présente l'avantage de pouvoir effectuer la mise en phase avec un seul détecteur, en revanche, on perd la notion de déphasage entre deux voies. Malheureusement, la bande passante d'un tel système est inversement proportionnelle au nombre de voies à mettre en phase. Nous verrons par la suite une autre solution pour réaliser la mise en phase ou mesurer la phase résiduelle du système, dans ce cas il s'agit d'un système à information de phase relative deux à deux.

3.3.6 Mesure de l'efficacité de combinaison et calcul des pertes

Nous mesurons dans cette partie l'efficacité de combinaison du DOE avec le capteur CCD. L'intégralité du champ diffracté est collectée par le capteur CCD, ainsi nous pouvons mesurer la puissance contenue dans l'ordre zéro comparée à la puissance totale reçue par le capteur. Pour ce faire nous enregistrons la figure d'interférence lorsque la boucle d'asservissement est fermée et la mise en phase atteinte, le profil d'intensité est visible sur la Figure 3.54-(a).

Nous savons que le DOE possède une efficacité de diffraction de 75%, or nous mesurons 62% de la puissance totale dans l'ordre zéro du DOE. Nous avons vu précédemment dans la section 3.2, qu'il y avait un compromis entre l'injection du faisceau de pompe par le DOE et la recombinaison du signal, cela en raison du chromatisme induit par le DOE.

Les pertes de recombinaison sont dues à une mauvaise superposition des faisceaux entre eux en champ proche, comme nous l'avons schématisé sur la Figure 3.54-(b). L'efficacité de combinaison résultante peut être calculée selon la formule suivante [36] :

$$\eta = \eta_{BC}\left(1 - \frac{\sigma_x^2}{\omega^2}\right) \qquad \textbf{3.41}$$

Ou σ_x représente l'écart type des positions des faisceaux à combiner et ω le rayon du faisceau.

Nous connaissons précisément les distances entre les cœurs et nous pouvons facilement calculer l'écart entre les faisceaux à superposer avec la formule suivante :

$$dx = f \cdot \tan(\alpha) \qquad \textbf{3.42}$$

Avec f la longueur focale du doublet en sortie de la fibre multicœurs, α l'angle de diffraction du DOE à la longueur d'onde du signal, et dx l'écart entre les sous faisceaux crées. Plus cet écart dx s'éloigne de la distance entre les cœurs de la fibre multicœurs (distance entre le cœur central et les cœurs périphériques), plus il y aura de pertes à la recombinaison. Seul le faisceau central (l'ordre zéro) ne subira par d'écart car il est diffracté avec un angle nul.

La distance moyenne entre les sous faisceaux créés est de 88,5 µm, alors que nous avons vu dans la section 3.1.1, que la distance moyenne entre les cœurs est de 85,0 µm ce qui représente un écart moyen de 3,5 µm. Ainsi nous déterminons les écarts de chaque faisceau et calculons l'efficacité de combinaison théorique donnée par l'équation 3.41, égale à 62,3%. Nous retrouvons bien la valeur de l'efficacité de combinaison expérimentale mesurée avec le capteur CCD.

De la même manière, ces pertes peuvent aussi s'exprimer en champ lointain par des erreurs de pointé des faisceaux à recombiner [36]. Par analogie avec l'expression obtenue sur l'équation 3.41 pour des erreurs de position en champ proche, nous pouvons exprimer l'efficacité de combinaison en fonction des erreurs angulaires en champ lointain, selon la formule suivante :

$$\eta = \eta_{BC}\left(1 - \frac{\sigma_\theta^2}{\theta_0^2}\right) \qquad \textbf{3.43}$$

Ou σ_θ représente l'écart type des erreurs de pointé des faisceaux à recombiner et $\theta_0 = \lambda/\pi\omega$ le rayon angulaire en champ lointain du faisceau.

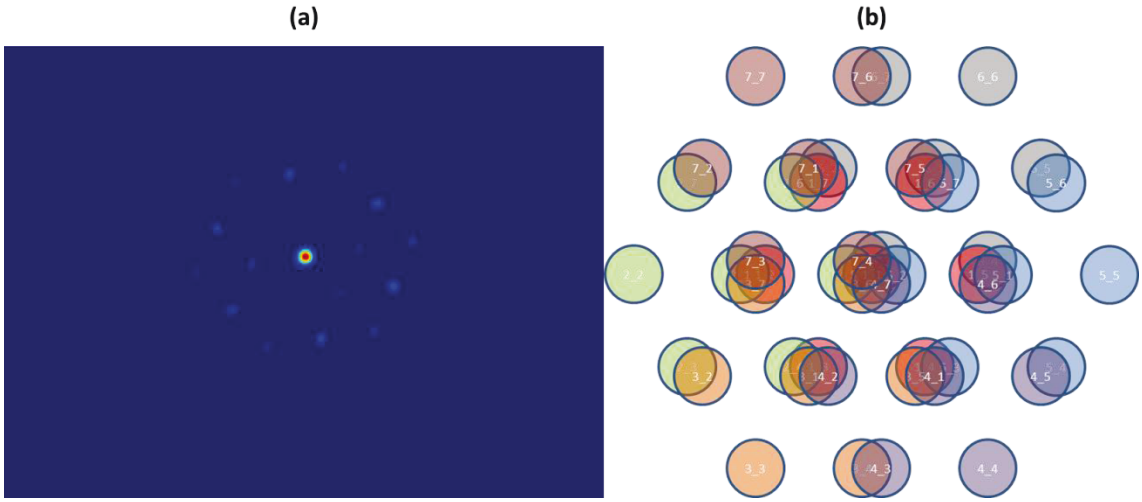

Figure 3.54 Profil d'intensité des faisceaux combinés par le DOE en boucle fermée (a) et schéma de la superposition des faisceaux lorsqu'il y a un mauvais recouvrement des faisceaux entre-eux (b)

Connaissant le champ complexe après diffraction d'un faisceau par le DOE, nous avons décidé de recombiner de manière numérique les sept champs complexes derrière le DOE, lorsque qu'il n'y a pas d'écart entre les faisceaux à superposer. Une fois les faisceaux combinés, nous retrouvons par la simulation que 75% de la puissance totale est combinée dans l'ordre zéro du DOE. Cette simulation a été réalisée dans le but de retrouver la valeur d'efficacité de combinaison mesurée expérimentalement lorsque l'on applique un écart

entre les faisceaux (nous appliquons un écart moyen qui a été déterminé précédemment à savoir 3,5 µm). Ensuite nous combinons l'ensemble des faisceaux pour optimiser la puissance dans l'ordre zéro du DOE. Nous mesurons que 63% de la puissance combinée se situe dans l'ordre zéro du DOE ce qui est en accord avec nos mesures expérimentales et les équations 3.41 et 3.43.

Nous avons dans un second temps analysé le spectre de sortie, lorsque les faisceaux sont combinés expérimentalement en boucle fermée. Nous avons mesuré 0,74% d'ASE de la puissance totale du signal recombiné. Le spectre est visible sur la Figure 3.55.

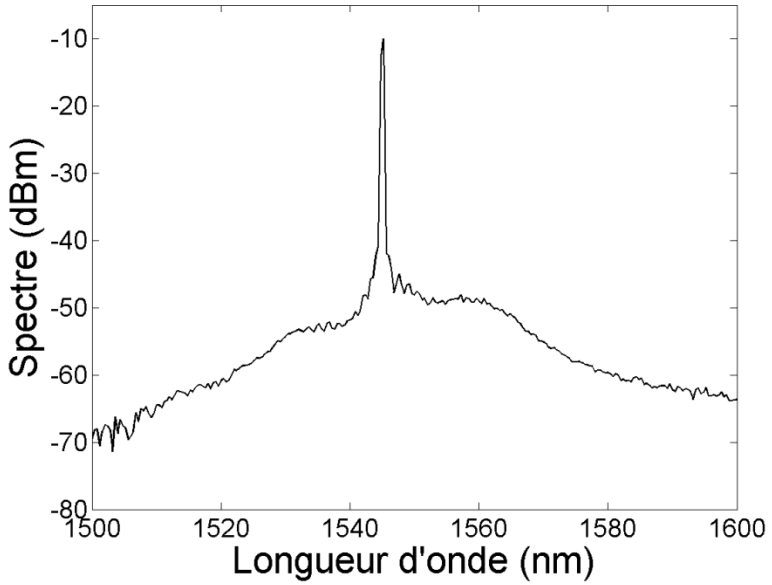

Figure 3.55 Spectre du signal recombiné mesuré expérimentalement en boucle fermée.

Nous souhaitons ensuite mesurer la qualité du faisceau recombiné. Pour cela nous comparons cette mesure avec la qualité du faisceau en sortie de fibre et après diffraction par le DOE dans le but de voir si la mauvaise superposition des faisceaux entre eux dégrade le faisceau utile derrière le DOE (l'ordre zéro). Nous réalisons donc 3 zones de mesure de M^2, la première en sortie de fibre multicœurs avec un seul faisceau injecté, la deuxième avec un seul faisceau injecté dans la fibre après diffraction par le DOE, puis la dernière avec l'ensemble des faisceaux amplifiés puis recombinés par le DOE en boucle fermée. Le M^2 est mesuré avec le capteur CCD, en ramenant le faisceau mesuré à une gaussienne de même largeur à mi-hauteur (nous pouvons adapter la mesure à une gaussienne, car le mode de sortie de fibre est le LP01 et que le M^2 est proche de 1)

- En sortie de fibre

  Nous mesurons un M^2 de 1,01 ± 0,03 suivant l'axe *Ox* et 1,01 ± 0,03 suivant l'axe *Oy*.

- Après diffraction par le DOE(en injectant un seul faisceau)

  Après diffraction par le DOE d'un seul faisceau, nous mesurons la qualité du sous faisceau central diffracté par le DOE, pour cela nous mettons en place un montage qui permet de filtrer spatialement les autres ordres qui pourraient interférer avec le faisceau central lors de la mesure. Nous mesurons un M^2 de 1,05 ± 0,03 suivant l'axe *Ox* et 1,01 ± 0,03 suivant l'axe *Oy*.

- Apres combinaison de l'ensemble des faisceaux à 1545 nm en boucle fermée

Tout comme le cas précédent, nous mettons en place un montage pour filtrer les ordres supérieurs et conserver uniquement l'ordre zéro du DOE pour la mesure du M^2. La caustique ainsi que les profils d'intensité sont représentés sur la Figure 3.56.

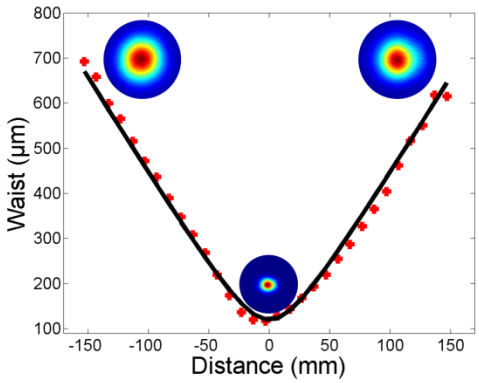

Figure 3.56 Mesure de la qualité de faisceau (M^2) après recombinaison derrière le DOE en boucle fermée

Nous mesurons un M^2 de 1,05 ± 0,03 suivant l'axe *Ox* et 1,1 ± 0,03 suivant l'axe *Oy*. Dans l'ensemble, malgré une mauvaise superposition des faisceaux à recombiner entre eux, la qualité du faisceau n'est quasiment pas dégradée et possède toujours un profil gaussien.

3.3.7 Interférences à 2 ondes plutôt que 7 ondes (information de phase relative)

Pour l'asservissement du système, il aurait été préférable comparé au système SPGD, d'avoir une information de phase, plutôt qu'une information d'intensité. En effet en mesurant le déphasage entre les voies, nous pouvons directement appliquer la phase souhaitée aux voies déphasées. Pour ce faire, nous pourrions utiliser un montage à interférométrie de frange (comme celui utilisé par Le Dortz et *al.* [38]), ou le décalage spatial des franges traduisent le déphasage entre les deux voies qui interfèrent (la référence et une voie amplifiée). Malheureusement, nous avons vu que cela nécessite une voie de référence pour créer les franges d'interférences. Or nous voulons nous affranchir de cette voie de référence, qui dans notre cas devrait passer par le SLM pour subir les même fluctuations de phase induites par les oscillations des cristaux liquides (flicker pour les anglophones) et ainsi pouvoir interférer avec les faisceaux amplifiés en sortie de fibre multicœurs. Nous pourrions utiliser l'interférométrie à décalage latéral [55], cette technique est auto-référencée mais elle nécessite la conception d'un nouvel élément diffractant afin de superposer les répliques des faisceaux amplifiés en sortie de fibre multicœurs. Ce DOE réaliserait une fonction 1 vers 6 faisceaux répartis hexagonalement et en l'orientant judicieusement, les répliques se superposeraient créant des franges d'interférences permettant de remonter au déphasage. Néanmoins l'interférométrie à décalage latéral nécessite la conception d'un DOE comprenant une excellente uniformité entre les faisceaux créés pour avoir le meilleur contraste possible sur les franges d'interférences.

Pour créer des franges d'interférences en sortie de fibre multicœurs, nous laissons se propager les faisceaux à la sortie jusqu'à obtenir des franges d'interférences entre deux faisceaux voisins. En tout il y a 12 zones contenant des franges d'interférences traduisant le déphasage entre deux faisceaux voisins (le faisceau central possède six voisins et les faisceaux périphériques possèdent trois voisins). Malheureusement vu la répartition hexagonale, si nous laissons se propager les faisceaux trop loin nous risquons rapidement d'obtenir des interférences à trois ondes ou si nous propageons jusqu'au champ lointain des interférences entre sept ondes, comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.57. Dans ces deux dernier cas, il est impossible de remonter aux déphasages des voies par une analyse de Fourier du même type que celle présentée à la section 3.1.6.

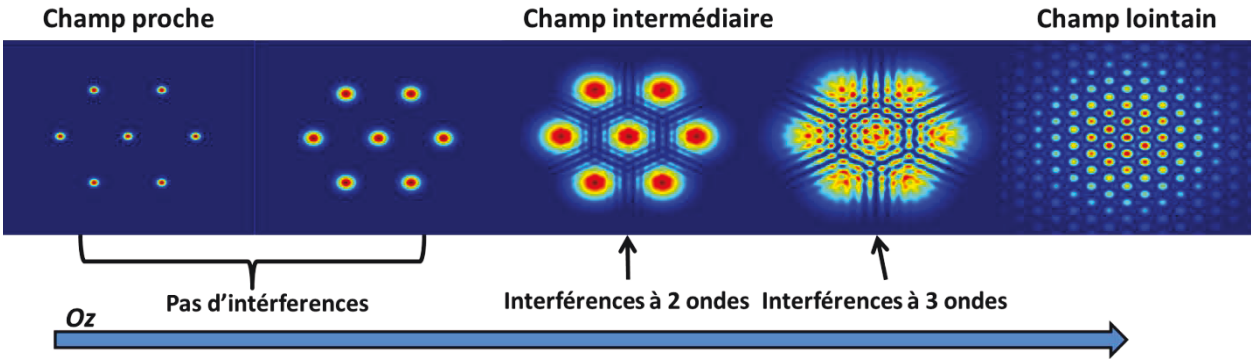

Figure 3.57 Simulation du champ proche théorique et de l'évolution du champ par propagation de ce dernier le long de l'axe optique, jusqu'au champ lointain.

Il est à noter qu'il est possible de remonter au déphasage des voies autrement que par une analyse de Fourier [53]. Pour ce faire, une étude de corrélation est faite entre l'interférogramme expérimental enregistré et une liste d'interférogrammes simulés (pour toutes les valeurs de phase des sept faisceaux) issue d'une bibliothèque. Ainsi lorsque le pic de corrélation est au plus fort, l'interférogramme simulé correspondant est quasi identique à celui obtenu expérimentalement. Connaissant le déphasage appliqué entre les voies sur l'interférogramme simulé, nous connaissons donc les déphasages entre les voies sur l'interférogramme expérimental.

3.3.7.1 La formation des interférogrammes

Comme nous l'avons expliqué, dans notre cas, nous souhaitons uniquement avoir des interférences à deux ondes. Pour cela nous déterminons la distance de propagation à introduire en sortie de fibre (ou hors du plan focal d'une lentille) pour obtenir des interférences à deux ondes sans atteindre les interférences à 3 ondes, comme nous pouvons le voir sur le schéma de la Figure 3.58.

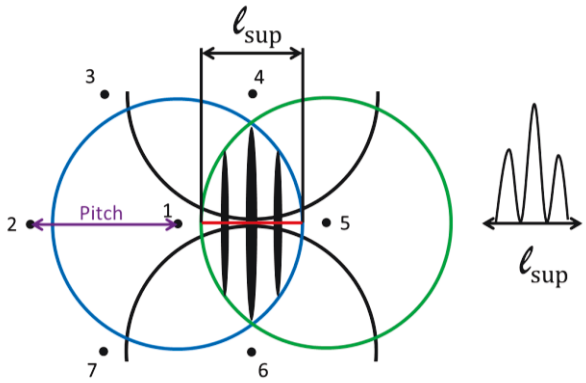

Figure 3.58 Schéma de principe de la formation des franges d'interférences entre deux voies (la voie centrale n°1 et une voie périphérique n°5) de la fibre multicoeurs en évitant des interférences à trois ondes avec la voie n°4 et la voie n°6 (le pitch représente l'écart entre le cœur central et les cœurs périphériques de la fibre multicoeurs).

Nous avons déterminé la distance de propagation maximale dans le cas de la fibre multicœurs avant d'avoir des interférences à trois ondes, par un calcul géométrique simple :

$$D_{propagation} = \frac{\left(\sqrt{3} \cdot pitch\right)}{\left(2 \cdot ON\right)} \qquad \textbf{3.44}$$

Avec *pitch*, qui correspond à la distance entre le cœur central et un cœur périphérique et *ON* l'ouverture numérique des cœurs.

Ainsi, la zone représentée par le trait rouge sur la Figure 3.58 correspond à l'information utile d'interférométrie de franges à deux ondes, qui traduit directement le déphasage entre la voie n°1 et la voie n°5.

La dimension du support noté l_{sup} (trait rouge) qui est perpendiculaire aux franges est égale à :

$$l_{\sup} = \left(\sqrt{3} - 1\right) \cdot pitch \qquad \textbf{3.45}$$

Ce résultat mène à une période des franges égale à :

$$Periode = \frac{\lambda \cdot \sqrt{3}}{2 \cdot ON} \qquad \textbf{3.46}$$

Dans notre cas expérimental, la période des franges vaut 13 µm, ce qui nous amène à obtenir 5 franges d'interférences sur un support de 62 µm de dimension (taille du trait rouge sur la Figure 3.58). Si nous laissons les faisceaux se propager directement en sortie de fibre, sans système d'imagerie.

3.3.7.2 Traitement du signal et restitution de la phase

Ayant découvert ce principe de façon expérimentale, nous avons dans un premier temps imposé avec le SLM une variation de phase connue à un faisceau pour vérifier le bon décalage des franges en fonction de la phase appliquée selon le principe présenté sur la Figure 3.59.

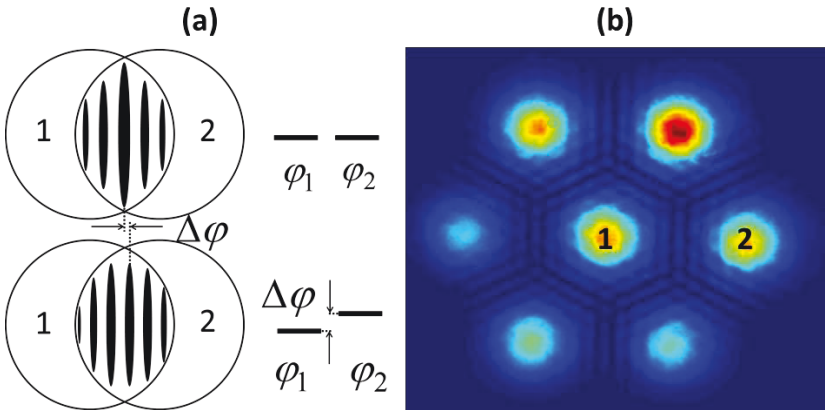

Figure 3.59 (a) Représentation schématique du décalage des franges induit par les fluctuations des phases. (b) Profil d'intensité expérimental du champ intermédiaire avec les six zones d'interférences à deux ondes entre le faisceau central et les faisceaux périphériques.

- Interférogrammes simulés

Dans un second temps, nous avons généré le champ complexe en sortie de fibre, de façon à imposer des variations de phase connues à l'ensemble des voies (sauf au faisceau central qui nous sert de voie de référence). Nous présentons sur la Figure 3.60, les mesures obtenues par une analyse de Fourier selon le même principe que dans la section 3.1.6, et les phases de consignes imposées lors de la génération des interférogrammes simulés.

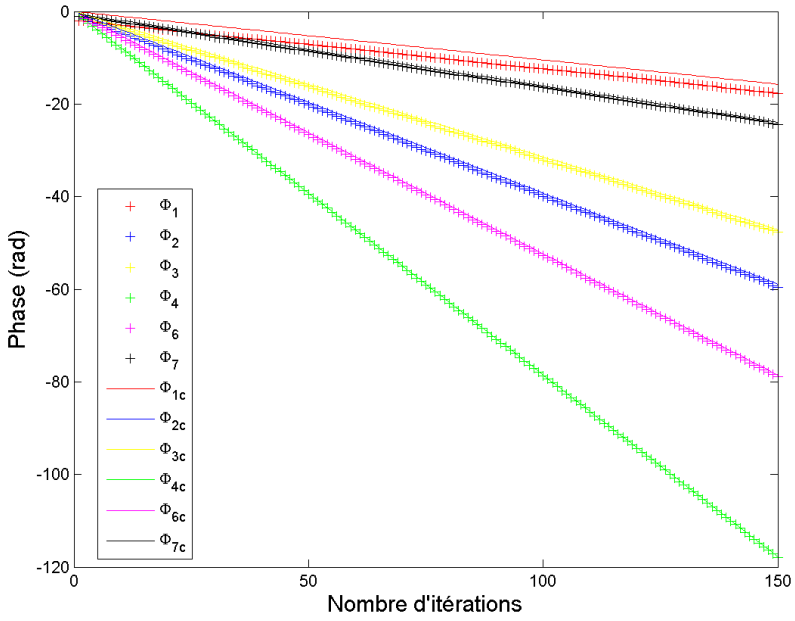

Figure 3.60 Mesure des phases sur des interferogrammes simulés représentant le champ intermédiaire avec des zones d'interférences à deux ondes représentées par les croix et les consignes des variations de phases imposées lors de la création des interférogrammes (en trait plein). La phase numéro 5 n,'apparait pas car elle correspond au faisceau central nous servant de référence.

Nous avons ensuite soustrait les phases de consigne aux phases mesurées pour vérifier par la simulation la précision de la mesure et le bruit de phase restant.

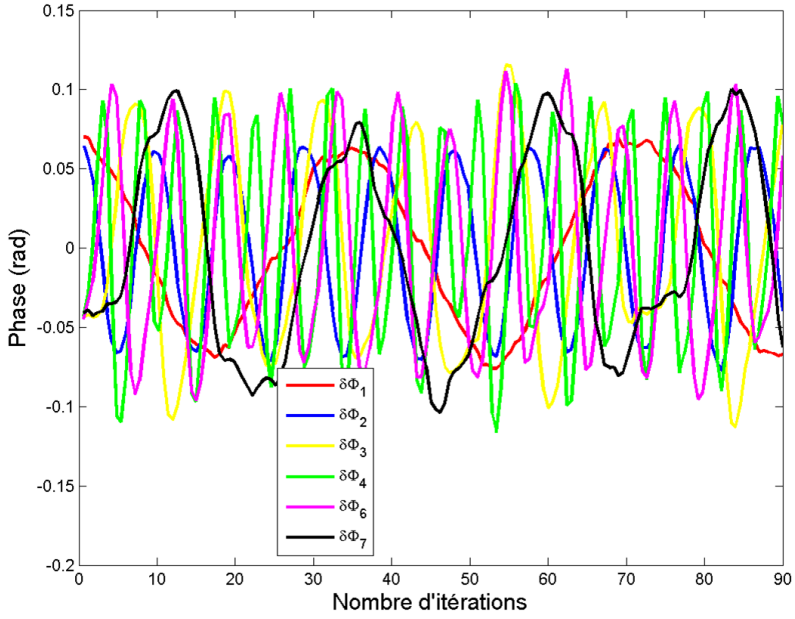

Figure 3.61 Erreurs entre les phases mesurées sur des interferogrammes simulés et les phases de consignes imposées

Nous notons sur la Figure 3.61 une variation pic à pic de 0,2 rad entre la phase mesurée de chacun des faisceaux et leur consigne associée soit environ λ/30. Avec une période des franges d'interférences de 8 pixels sur des interférogrammes simulés, nous observons un bruit de phase moyen de λ/30, ce qui est en accord avec les résultats de Antier *et al* [53]. Nous avons également testé avec des variations de phase aléatoire en entrée pour chaque voie. Les mesures des phases simulées et les erreurs de mesure entre les phases mesurées et celles imposées (connues) sont présentées sur Figure 3.62.

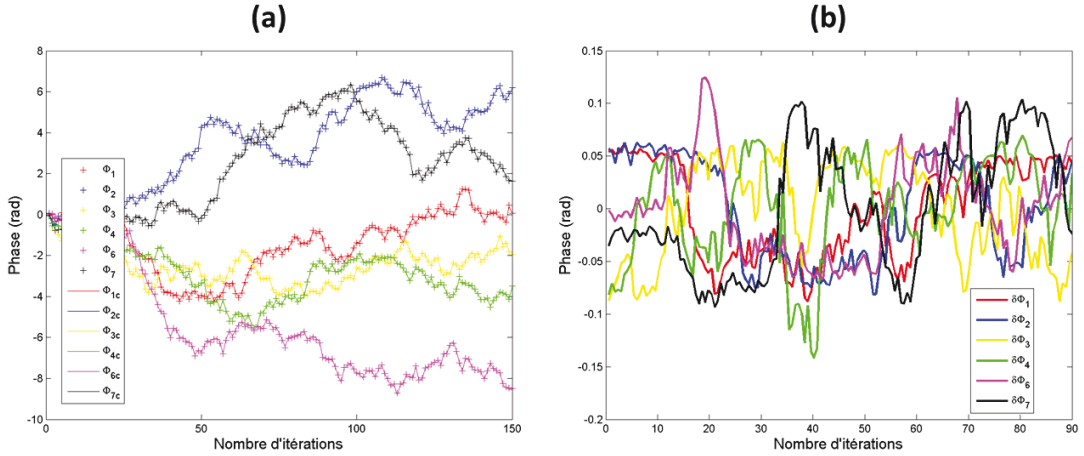

Figure 3.62 Mesure des phases sur des interferogrammes simulés (en croix) et consignes des variations de phases imposées lors de la création des interférogrammes (en trait plein) (a). Erreurs entre les phases mesurées sur des interferogrammes simulés et les phases de consignes imposées (b).

Comme le cas précédent, nous mesurons une erreur pic à pic entre la phase mesurée et celle imposée d'environ 0,2 rad, ce qui équivaut à un bruit de phase résiduelle moyen de λ/30.

3.3.7.3 Mesure de la phase résiduelle

Nous avons donc utilisé ce principe pour mesurer les variations de phases de notre système de combinaison cohérente lorsque le système d'asservissement est en marche selon le schéma de principe visible sur la Figure 3.63. Lorsque la fonction d'optimisation du système SPGD arrive au maximum de puissance les voies amplifiées sont en phases, nous enregistrons donc les figures d'interférences avec le capteur CCD. Ces interférogrammes enregistrés sont ensuite analysés selon le même principe que les interférogrammes simulés dans la section précédente.

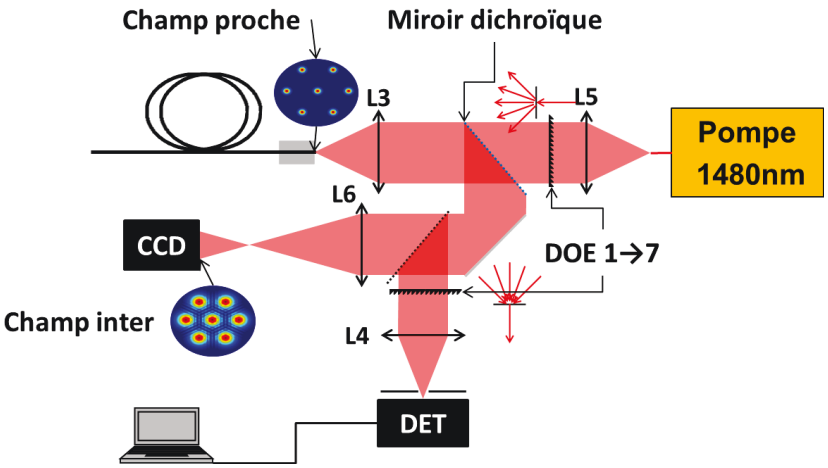

Figure 3.63 Schéma de sortie de fibre multicoeur avec la mesure de phase résiduelle en champ intermédiaire et le système d'asservissement SPGD pour fermer la boucle

Avec ce principe, nous avons mesuré un bruit de phase résiduelle en boucle fermée de λ/22 en utilisant le système SPGD.

La simulation précédente nous montre qu'il serait préférable d'utiliser ce procédé pour faire notre boucle de rétroaction pour la mise en phase des voies. Car avec seulement 8 pixels de périodes des franges, nous pouvons atteindre un bruit de phase résiduelle de λ/30, et de plus avec cette méthode, nous obtenons une information directe du déphasage relatif entre les voies, ce qui pourrait permettre de mettre en phase un grand nombre de voies sans diminuer la bande passante, comme c'est le cas dans un système du type SPGD.

3.3.7.4 Calibration du système par la position des franges pour obtenir une boucle fermée

Nous venons de voir que ce principe de mesure de phase peut être utilisé dans la boucle de rétroaction pour la mise en phase des voies amplifiées.

Pour commencer, il faut procéder à une étape de calibration de la position des franges qui permet d'obtenir des interférences constructives dans l'ordre zéro du DOE. De plus pour extraire la phase correctement, il nous faut connaitre précisément la position de chacun des 7 faisceaux sur le capteur CCD, pour cela nous injectons séparément les faisceaux, avec un calcul de barycentre nous obtenons le centre de chacun des faisceaux et déterminons les six zones d'interférences à deux ondes entre le faisceau central et les faisceaux périphériques.

Une fois la position des franges déterminée pour obtenir des interférences constructives dans l'ordre zéro du DOE il ne reste plus qu'à fermer la boucle.

Malheureusement, nous avons découvert ce principe que tard dans la thèse et nous n'avons pas pu pousser très loin les investigations ni réaliser des expériences en boucle fermée (bien que cette dernière soit presque opérationnelle).

3.3.7.5 Généralisation de la technique : le masque à trou

Toutefois, il parait évident que ce principe de mesure de phase est généralisable à d'autre structure de répartitions des émetteurs. Une disposition en carré des émetteurs avec la même distance entre les émetteurs suivant les deux directions orthogonales semble très appropriée car l'on obtiendrait uniquement des interférences à 2 ondes.

Ce dispositif serait constitué d'une plaque trouée suivant un maillage périodique, dont l'ordre de grandeur du diamètre des trous est de quelques longueurs d'onde. Cette plaque serait positionnée

perpendiculairement à l'axe de propagation du faisceau à analyser et devant un capteur CCD, selon le schéma de la Figure 3.64.

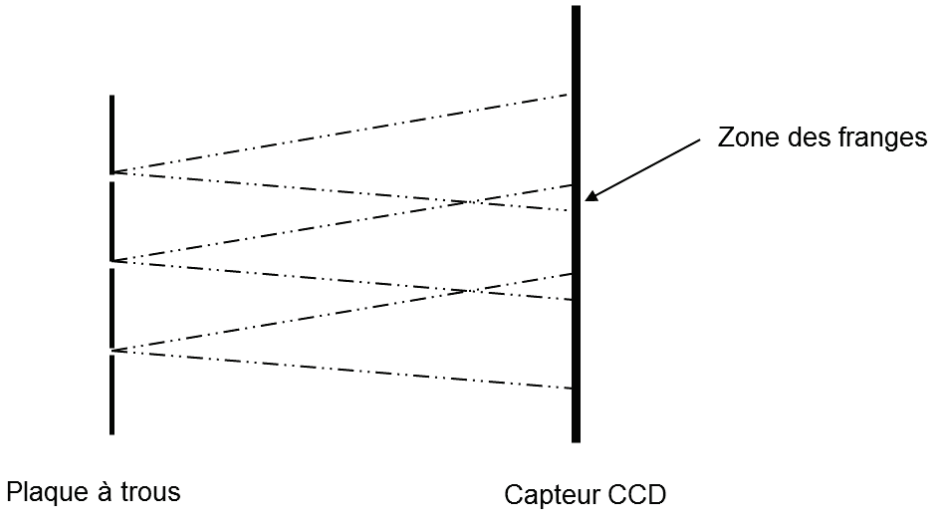

Figure 3.64 Schéma de principe du dispositif de la plaque à trous.

Les trous circulaires vont diffracter l'onde à analyser, ainsi chaque trou va se comporter comme un nouvel émetteur, où une onde sphérique va se propager le long de l'axe optique. Le capteur CCD serait alors placé à une distance telle que deux ondes puissent interférer localement. Le schéma de principe de la figure d'interférence sur le capteur CCD pour un maillage cartésien est présenté sur la Figure 3.65.

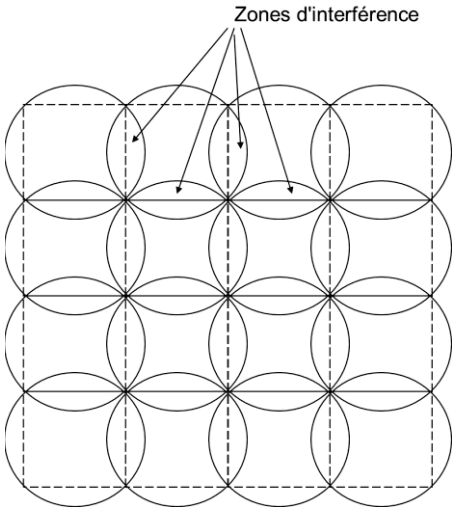

Figure 3.65 Représentation des zones d'interférences dans le plan du capteur CCD

Les zones d'interférences sont constituées de franges rectilignes sur un support en œil de chat. L'orientation des franges d'interférences est perpendiculaire à l'axe défini par les deux centres des disques considérés.

Le dimensionnement de l'interféromètre :

Nous commençons par définir la dimension des faisceaux interférant dans le plan du capteur CCD, de manière à n'avoir que des interférences à deux ondes. Par un simple calcul géométrique, nous déterminons le rayon du faisceau *R* à ne dépasser :

$$R = \frac{pas}{\sqrt{2}} \qquad \textbf{3.47}$$

Avec *pas* la distance séparant deux trous voisins sur la plaque.

Ainsi ayant défini le rayon limite pour les faisceaux qui vont interférer, nous pouvons calculer la longueur optimale de l'interféromètre (notée L_{opt}), c'est à dire la distance de propagation des faisceaux pour obtenir ces interférences

$$L_{opt} = \frac{pas \cdot \pi \cdot d}{2\sqrt{2} \cdot \lambda} \qquad \textbf{3.48}$$

Ou *d* représente le diamètre des trous de la plaque. Pour parvenir à ce résultat, nous avons dû prendre en compte la divergence des faisceaux, qui est définie de la façon suivante :

$$\tan(\theta) = \frac{2\lambda\pi}{d} \qquad \textbf{3.49}$$

La période des franges d'interférences est égale à :

$$Periode = \frac{\pi \cdot d}{2\sqrt{2}} \qquad \textbf{3.50}$$

Et la dimension du support des franges d'interférences vaut :

$$l_{\sup} = \left(\frac{2}{\sqrt{2}} - 1\right) \cdot pas \qquad \textbf{3.51}$$

Application numérique :

Prenons une plaque dont les trous ont un diamètre de 30 µm et chacun est espacé de 250 µm, si l'on travaille à la longueur d'onde de 1545 nm, le capteur CCD enregistrant les interférogrammes serait situé à 5,4 mm de la plaque à trous. Pour des pixels d'une dimension de 6 µm, nous avons 3 pixels par frange et 3 franges dans le support. Pour ces valeurs, la précision sur la mesure des phases serait de l'ordre de λ/30 d'après les travaux de Antier et *al.* [53].

Il est à prendre en compte que le dimensionnement de l'interféromètre et l'application numérique présentée ne sont que purement théorique. Dans un premier temps la diffraction du faisceau gaussien par la plaque à trous générerait des fonctions de Bessel de premier ordre qui interférait dans le plan du capteur CCD. Néanmoins les fonctions de Bessel présente des rebonds moins énergétiques sur les bords, il faudrait vérifier si ces rebonds ne perturbent pas le contraste des franges d'interférences ou les interférences elles-mêmes. Nous n'avons malheureusement pas eu plus de temps pour pousser les investigations sur cet interféromètre qui dans l'absolu peut être utilisé sans système d'imagerie (donc pas de lentilles qui peuvent créer des aberrations).

3.4 Récapitulatif et conclusion

Dans cette partie, nous avons décrit le principe mis en place pour la combinaison cohérente par superposition de faisceaux dans une fibre multicœurs dopée erbium. Nous avons simulé la diffraction d'un faisceau gaussien pour l'injection dans les cœurs de la fibre en utilisant une carte de phase. Nous avons ensuite vérifié expérimentalement l'efficacité de l'injection en utilisant un SLM. Environ 50% de la puissance diffracté par la carte de phase affichée sur le SLM correspond au signal utile (cela dépend de l'efficacité de diffraction de la carte de phase affichée). Dans un second temps, nous avons calibré le SLM pour qu'il puisse appliquer des variations de phase de 0 à 2π aux sous faisceaux à injecter dans les cœurs.

Nous nous sommes par la suite intéressés à la recombinaison des faisceaux amplifiés par un DOE 1→7 (élément de phase pur) et à l'injection d'un faisceau de pompe monomode dans les cœurs de la fibre (car la fibre multicœurs ne possède pas de gaine de pompe commune à l'ensemble des cœurs). Le DOE étant un élément diffractif, il a fallu faire un choix entre l'optimisation de la recombinaison du signal ou l'injection de la pompe. En effet le signal et la pompe sont séparés de 65 nm, il y a donc du chromatisme entre le signal et la pompe après passage au travers du DOE. Nous avons opté pour l'injection du faisceau de pompe dans les cœurs, car cela permet d'amplifier uniformément les cœurs de la fibre et cela évite de faire fuir le faisceau de pompe vers la gaine en plastique de la fibre multicœurs, cette gaine ne résiste pas à de fort flux optique.

Nous avons ensuite pu mettre en place le montage expérimental de combinaison cohérente par superposition de faisceaux. Tout d'abord, nous avons mesuré le bruit de phase résiduelle en boucle ouverte pour évaluer la précision de la mise en phase en fonction du système d'asservissement mis en place, à savoir l'algorithme SPGD. Puis, avec ce premier principe de combinaison cohérente dans une fibre multicœurs dopée erbium, nous avons atteint 105 W de puissance crête dans le faisceau recombiné derrière le DOE dans 3,7 mètres de fibre avec approximativement 375 mW de pompe par cœur. La puissance recueillie est limitée par la puissance de pompe couplée dans les cœurs et non par la diffusion Brillouin (le seuil de non linéarité n'est pas atteint). Le bruit de phase résiduelle mesuré lorsque le système d'asservissement SPGD est en marche est égal à $\lambda/22$.

Enfin nous proposons un nouveau système pour la mesure du déphasage, cette technique possède l'avantage de ne pas avoir besoin d'une voie de référence extérieure, elle délivre une information de phase relative entre les faisceaux à combiner et pourrait être utilisé comme système d'asservissement. Nous avons également vu que cette technique peut être généralisable à d'autres répartitions d'émetteurs, et qu'elle peut être utilisée sans système d'imagerie induisant des aberrations optiques.

Une photo du montage expérimental et des différents composants est représentée sur la figure suivante. Le capteur CCD est utilisé dans ce montage pour la mesure de phase en champ intermédiaire, ainsi que pour afficher le faisceau combiné. Le détecteur du système SPGD a été retiré pour mettre en place le futur système d'asservissement par détection de frange en champ intermédiaire.

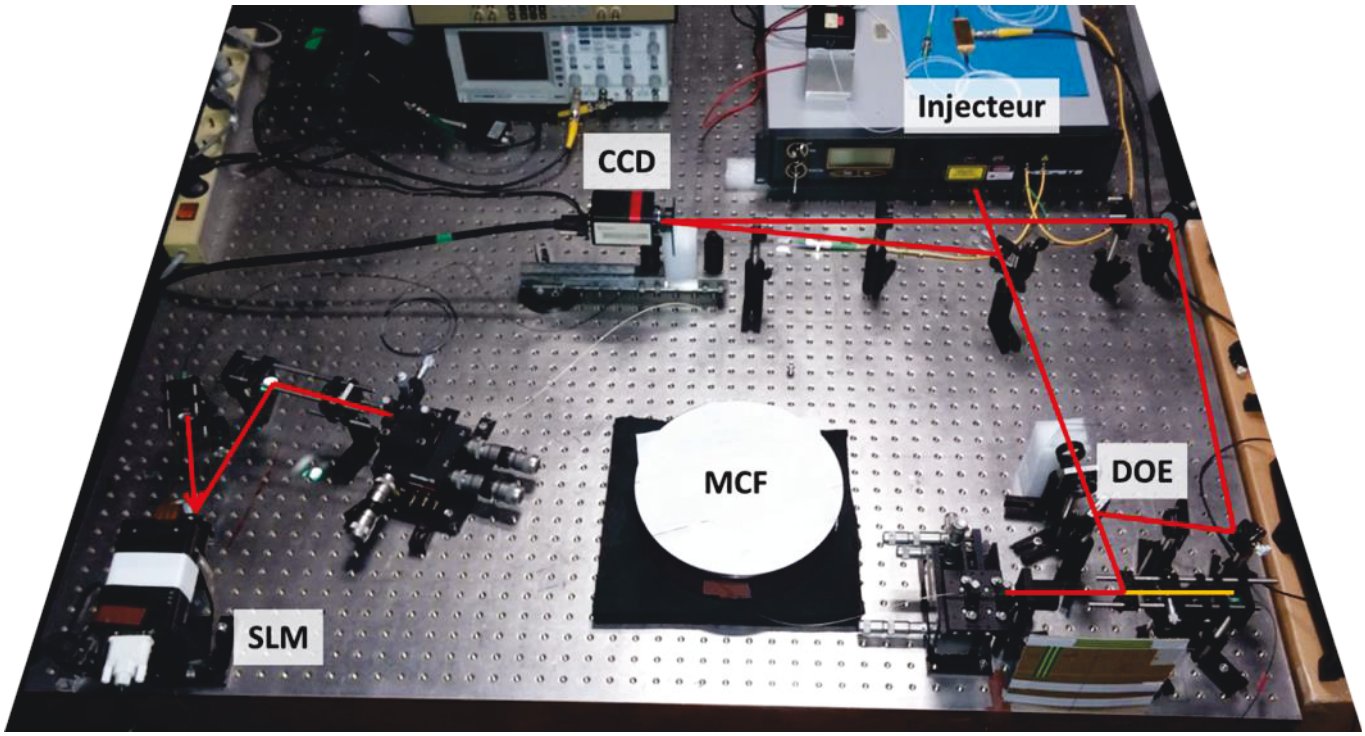

Figure 3.66 Photo du montage expérimental

4 Perspectives d'amélioration de la combinaison cohérente avec une fibre multicœurs

Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux améliorations pouvant être apportées au montage de combinaison cohérente décrit précédemment. En effet la combinaison cohérente dans une fibre multicœurs dopée erbium peut être optimisée en modifiant quelques paramètres, qu'ils soient spectroscopiques, techniques ou géométriques :

- Augmentation de l'absorption de la fibre
- Utilisation d'un laser de pompe Raman monomode plus puissant
- Utiliser une matrice vitreuse avec une faible différence d'indice pour accroitre la taille du diamètre de mode, de type PAS, comme nous avons vu dans la section 1.6.3. Contrairement à notre matrice aluminosilicate.
- Etant donné une recombinaison par superposition de faisceau en utilisant un DOE, étudier différents profils géométriques de la répartition des cœurs optimisant la recombinaison par diffraction
- Du point de vue asservissement et mise en phase, utiliser le principe décrit à la fin du chapitre 3, car le nombre d'émetteurs ne limite pas la bande passante et cela permettrait d'avoir une phase résiduelle plus faible

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à des profils de phase de DOE qui ont une efficacité de diffraction (ou de recombinaison), supérieure à 90%, que ce soit des DOE réalisant des motifs en deux dimensions ou à une seule dimension, ainsi qu'aux méthodes de conception d'élément diffractant de phase.

Puis nous simulerons la puissance extraite pour une fibre multicœurs de 30 dB/m d'absorption au pic (1530 nm). Ces simulations seront effectuées pour deux diamètres de modes différents (15,5 µm et 25,5 µm), ainsi que pour deux puissances de pompe Raman à 1480 nm disponible dans le commerce, tout en prenant en compte l'apparition de la diffusion Brillouin pour des puissances crêtes trop élevées.

Enfin, nous simulerons le cas d'une fibre codopée erbium ytterbium pompée à 975 nm, pour deux diamètres de mode (15,5 µm et 25 µm). Dans cette étude, la diffusion Brillouin sera aussi prise en compte.

4.1 Simulation de profil de phase de DOE

Comme nous avons pu le mentionner, nous avons réalisé des simulations de profil de phase de DOE dans le but d'augmenter l'efficacité de recombinaison du signal et l'efficacité de diffraction du faisceau de pompe. En effet le DOE utilisé dans le montage expérimental possède une efficacité de diffraction de 75%. Ceci est dû au fait que le DOE est de type Damman et ne possède que deux niveaux de phase pour réaliser la diffraction.

Il est possible de réaliser des profils de phase comportant plus de deux niveaux de phase (8, 16 niveaux ou à profil continu). Ces designs permettent d'augmenter l'efficacité de diffraction du DOE.

4.1.1 Méthode pour la simulation de profil de phase continu

Pour la simulation de profil de phase de DOE, nous avons utilisé un algorithme dit d'entrée sortie ou unidirectionnel [75], [84] utilisant la transformée de Fourier.

Figure 4.1 Schéma de principe de l'algorithme unidirectionnel utilisé pour l'optimisation de profil de DOE

Il existe d'autres algorithmes pour l'optimisation de profil de DOE, dont l'algorithme de réduction d'erreur (ou bidirectionnel). Il consiste à réduire l'erreur en faisant des allers-retours entre le plan du DOE et le champ lointain par le biais de transformée de Fourier.

Le principe de l'algorithme unidirectionnel présenté sur la Figure 4.1 est simple. Il consiste à faire la transformée de Fourier d'un motif (ou champ complexe) noté *P*, afin de calculer le champ lointain correspondant à une onde plane incidente. Nous mesurons ensuite les caractéristiques du champ complexe issu de la transformée de Fourier (noté *p*) qui sont déterminantes pour notre problème, à savoir l'efficacité de diffraction et l'uniformité entre les ordres diffractés utiles.

Pour ce faire, nous ramenons le problème de calcul du profil de phase continu à un ensemble fini de variable à optimiser (les valeurs des phases φ_n). Nous prenons le problème à l'envers, à savoir faire interférer X faisceaux dans le plan du DOE, leurs amplitudes a_n sont toutes égales à 1 et leurs phases φ_n non déterminées.

$$E(x,y)=\sum_{n=-(N-1)/2}^{(N-1)/2}\sum_{m=-(M-1)/2}^{(M-1)/2} a_n\cdot\exp\left(2i\pi(n\cdot x+m\cdot y)\right)\cdot\exp(i\cdot\varphi_n) \qquad \textbf{4.1}$$

M, *N* correspondent aux nombre d'ordre utile suivant les deux dimensions de l'espace, le nombre total d'ordre utile correspond à (*M*+1) x (*N*+1), pour tout *M*, *N* impair.

Le DOE est un élément optique de phase pure, donc pour simuler le profil de phase du DOE, il est nécessaire d'exprimer le champ complexe précédent comme un champ composé uniquement des termes de phase.

$$P(x,y)=\exp\left(i\cdot\arg\{E(x,y)\}\right) \qquad \textbf{4.2}$$

Puis nous simulons le passage d'une onde plane au travers du motif de phase pour créer les X faisceaux en champ lointain, dont les amplitudes complexes valent :

$$p_{n,m}=\frac{1}{L_x\cdot L_y}\int_{-L_x/2}^{L_x/2}\int_{-L_y/2}^{L_y/2} P(x,y)\cdot\exp\left(-2i\pi(n\cdot x+m\cdot y)\right)\cdot dx\cdot dy \qquad \textbf{4.3}$$

Il suffit de calculer la puissance contenue dans chacun des ordres utiles en fonction de la puissance totale (normalisée à 1) pour déterminer l'efficacité de diffraction de la façon suivante :

$$\eta=\sum_{n=-(N-1)/2}^{(N-1)/2}\sum_{m=-(M-1)/2}^{(M-1)/2}\left|p_{n,m}\right|^2 \qquad \textbf{4.4}$$

Nous calculons également l'uniformité entre les ordres utiles créés par le motif de phase, sous la forme du contraste, il est défini de la manière suivante :

$$Uni = \frac{\max\left(\left|p_{n,m}\right|^2\right) - \min\left(\left|p_{n,m}\right|^2\right)}{\max\left(\left|p_{n,m}\right|^2\right) + \min\left(\left|p_{n,m}\right|^2\right)}, n \in \left[-\frac{N-1}{2}, \frac{N-1}{2}\right], m \in \left[-\frac{M-1}{2}, \frac{M-1}{2}\right] \quad \textbf{4.5}$$

Cet algorithme d'entrée sortie est inséré dans un optimisateur, pour optimiser la combinaison de phase φ_n qui permet d'obtenir un profil de phase P(x, y) présentant la plus forte efficacité de diffraction possible, tout en conservant un faible contraste. Le contraste est important, car c'est lui qui détermine la puissance de pompe injectée dans chaque cœur. Si ces valeurs sont trop éloignées certaines voies seront moins amplifiées. Nous avons vu qu'il faut 20% d'écart en puissance entre les voies à combiner pour faire chuter l'efficacité de combinaison de 1%, nous cherchons donc des profils avec un contraste entre les voies inférieures à 20%, pour éviter trop de pertes à la recombinaison.

Il existe différentes fonctions erreur [85] pour résoudre ce type de problème. Après en avoir testé plusieurs issues de la littérature ou écrites de manière empirique sur des motifs de phase connus issus de la littérature [75], [77], [85], nous avons utilisé la fonction erreur décrite et proposé par Bloom [86].

La fonction erreur à minimiser est écrite de la manière suivante :

$$err = \frac{\sum_n \sum_m \left| \left|p_{n,m}\right|^2 - \frac{\eta}{N_{spots}} \right|^2}{\eta} \quad \textbf{4.6}$$

Après convergence de l'optimisateur, nous enregistrons les valeurs des phases et nous effectuons une nouvelle optimisation à partir de valeur de phases aléatoires en entrée. Ceci dans le but de vérifier qu'après quelques itérations (environ 5 tours d'optimisation), nous obtenons le même profil de phase pour le DOE et que l'optimisateur n'ait pas convergé dans un minimum local.

4.1.1.1 Simulation de profil de phase

Dans cette section, nous présentons des simulations de profil de phase de DOE à forte efficacité de diffraction. Dans un premier temps nous nous intéresserons au motif de la fibre multicœurs utilisée au cours de la thèse, la création de sept sous faisceaux répartis hexagonalement. Puis nous simulerons d'autres motifs de phase réalisant des mises en forme de faisceaux suivant deux ou une dimension, toujours dans le but d'obtenir une forte efficacité de diffraction avec des profils continus de phase de DOE.

- Motif 2D

Nous nous intéresserons au premier abord au cas bidimensionnel, plus particulièrement au cas hexagonal qu'est celui de notre fibre. Puis nous simulerons d'autres répartitions géométriques pour comparer leurs efficacités de diffraction et leurs uniformités. Nous allons notamment nous intéresser à des répartitions en carré des émetteurs, le 3x3, le 5x5 ou le 7x7. Les résultats obtenus sont visibles dans le tableau suivant.

Répartition et nombre de faisceaux	Efficacité de diffraction η (%)	Uniformité (%)
7 hexa	96,4%	2,7%
19 hexa	92%	7,7%

3 x 3	93,8%	1,7%
5 x 5	92,3%	19,2%
7 x 7	91,1%	20,8%

Seul les trois premiers cas du tableau semblent envisageables pour une fibre multicœurs. En effet 25 ou 49 cœurs dopés au sein d'une même gaine de silice sans qu'il n'y ait de couplage entre eux parait difficile dans une fibre souple (mais pas pour un barreau qui prendrait en revanche beaucoup plus de place car il doit être maintenu rectiligne). Nous pouvons tout de même rapporter la fibre utilisée par Lhermite [58], qui compte 49 cœurs passifs (7x7) de 2,5 µm de diamètre espacé chacun de 7 µm. A une longueur d'onde de 800 nm, aucun couplage n'est observé, mais lorsque que l'on décale la longueur d'onde à 900 nm, des couplages évanescent apparaissent. Pour éviter ces couplages il faudrait espacer davantage les cœurs entre eux, et plus la longueur d'onde est grande, pus l'écart entre les cœurs est important.

Nous présentons deux profils de phase simulés sur la Figure 4.2. Ils correspondent aux motifs dans le tableau ci-dessus qui possède la meilleure efficacité de diffraction parmi ceux étudiés, le 1 vers 7 hexagonal et le 3x3. Par contre, nous pouvons voir sur ces deux profils des discontinuités de phase (saut de phase de 2π) dans le motif. Nous verrons par la suite que ces discontinuités de phase posent problème pour la fabrication d'un DOE à profil continu.

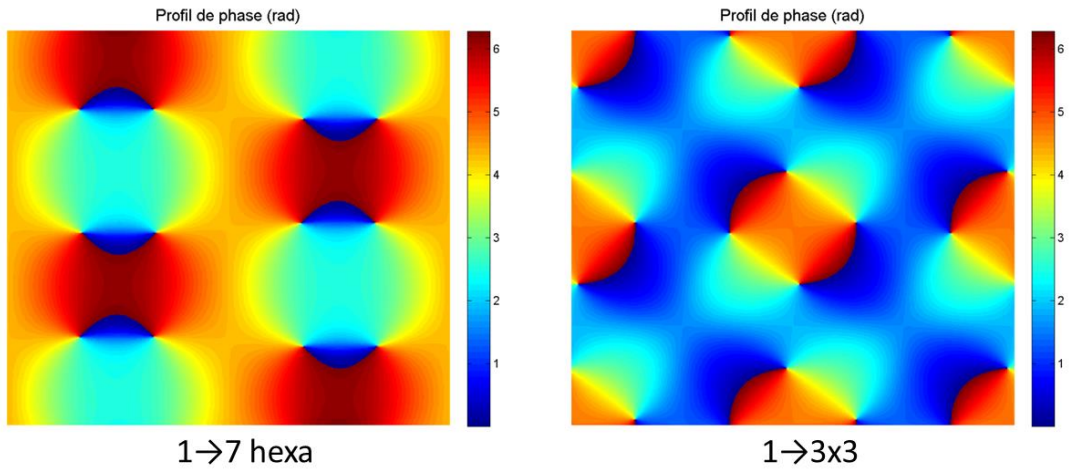

Figure 4.2 Représentation de profils de phase 2D de DOE pour réaliser des motifs 1 vers 7 faisceaux répartis hexagonalement et 1 vers 9 faisceaux répartis en carré

Nous avons donc testé un profil de phase (1 → 7 hexa), ne présentant pas de discontinuité de phase. Pour cela, nous avons imposé une contrainte lors de l'optimisation du profil. Comme nous le verrons par la suite, les discontinuités de phase dans le plan du DOE sont dues à une amplitude nulle dans ce même plan. Nous présentons donc un profil de DOE (1 → 7 hexa) simulé avec cette contrainte et qui ne présente pas de discontinuité sur la Figure 4.3.

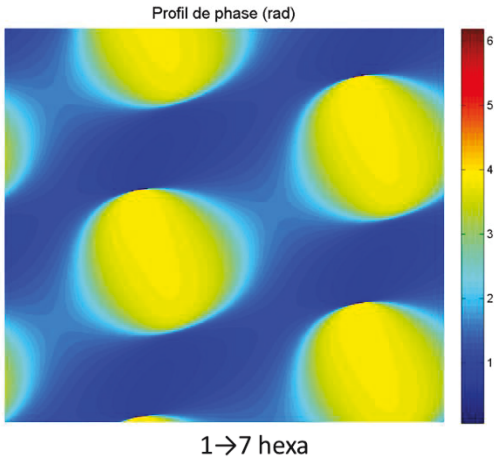

Figure 4.3 Profil de phase 2D de DOE pour réaliser des motifs 1 vers 7 faisceaux répartis hexagonalement qui ne présente pas de discontinuité de phase.

Bien que le profil continu soit réalisable par les techniques de conception de DOE présentées par la suite, ce profil de DOE possède une efficacité de diffraction de 88,8% et un contraste (uniformité) de 46,6%. L'efficacité de diffraction simulée est supérieure au DOE (de type Damman) utilisé au cours de la thèse, mais le contraste est tellement fort, qu'il y aura des écarts importants entre les puissances de pompe injectées dans les cœurs, donc dans les faisceaux amplifiés en sortie et cela impactera fortement l'efficacité de recombinaison du système.

- Motif 1D

Nous avons donc décidé de nous intéresser aux profils de phase réalisant des motifs suivant une dimension. Dans ce cas la périodicité du motif se fait suivant une seule direction et, il est possible de dérouler la phase pour obtenir un motif sans discontinuités.

Nombre de faisceaux	Efficacité de diffraction η (%)	Uniformité (%)
3	94,5%	20%
5	98%	26,6%
7	94,1%	13,3%
9	99,4%	5,5%
11	96,1%	7,6%

Nous remarquons dans le tableau précédent, que pour les motifs réalisant la mise en forme de 3 ou 5 faisceaux en ligne l'uniformité se dégrade. Il y a un compromis entre l'efficacité de diffraction et l'uniformité lors de la simulation des motifs (1D et 2D). Mais lorsque le nombre d'ordres utiles est faible, ce compromis est plus fort : soit on dégrade l'efficacité de diffraction, soit l'uniformité. Par exemple pour le cas 1 vers 3 pour obtenir une bonne uniformité (uni=0,71%) l'efficacité de diffraction chute à 87,2%, de même pour le cas 1 vers 5.

Nous présentons sur la Figure 4.4 les deux motifs affichant les meilleures caractéristiques. Nous remarquons que, comparé au cas 2D, il n'y a pas de discontinuités de phase, ces motifs peuvent être utilisés pour la fabrication d'un DOE à profil continu.

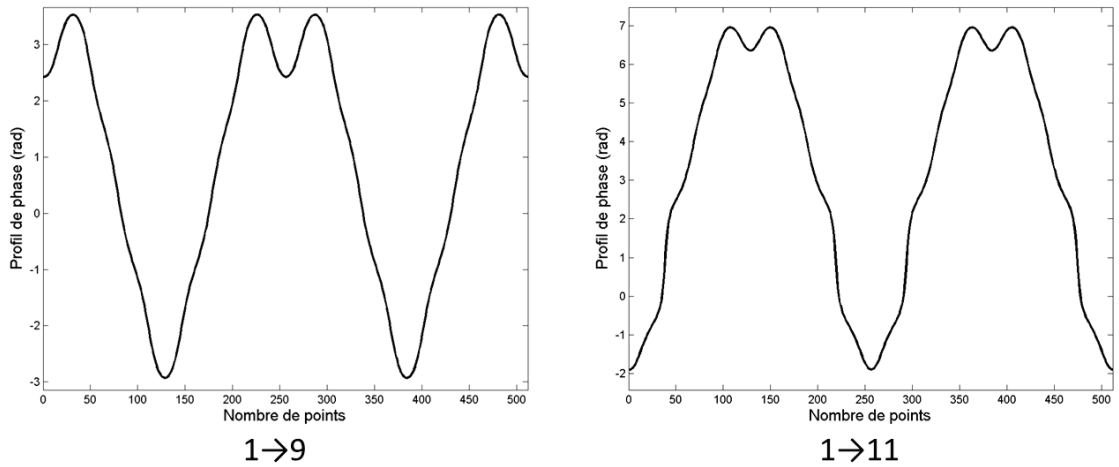

Figure 4.4 Représentation de profils de phase 1D de DOE pour réaliser des motifs 1 vers 9 faisceaux et 1 vers 11 faisceaux répartis en ligne.

Il serait intéressant par la suite de tester différents types d'algorithmes (autre que l'algorithme unidirectionnel utilisés ici), pour voir s'il est possible de concevoir par simulation un profil de DOE 2D continu à forte efficacité de diffraction et avec un faible contraste.

Nous allons maintenant présenter différentes techniques de fabrication de DOE, afin de trouver celle qui correspond pour la conception d'un DOE compatible avec des fortes puissances.

4.1.1.2 Techniques de conception de profils continus et limites

Il existe différentes techniques pour la conception de DOE [76], dont nous avons listé les principales :

- Les techniques de lithographie

  Les techniques de lithographie sont issues de l'industrie des semi-conducteurs. Ce procédé a été développé dans les années 1970-1980, c'est donc la technologie la plus mature actuellement. Le principe consiste à disposer un masque photorésistant sur un substrat. Le substrat est soumis à une exposition pour arracher la matière des zones non recouvertes par le masque. Une fois la profondeur de gravure atteinte, le masque photorésistant est retiré. Il existe différentes méthodes avec ce procédé :

  - Les optiques dites binaires sont obtenues en appliquant successivement différents masques photorésistants pour avoir des gravures sur différents niveaux, ainsi il est possible de graver un motif sur 2^N niveaux de phases avec N masques. L'exposition du substrat pour arracher la matière est faite avec une lumière ultraviolette.
  - La lithographie par niveaux de gris permet de concevoir des DOE multi niveaux en utilisant un seul masque. Pour cela, il faut créer un masque sur un matériau photorésistant qui soit la réplique du DOE. La création du masque photorésistant est faite avec un autre masque qui possède une transmission variable, une fois exposée aux ultraviolets, le masque photorésistant est créé. Il ne reste plus qu'à déposer ce masque sur le substrat pour obtenir

la réplique du masque photorésistant à l'aide d'un plasma. La profondeur de gravure locale est proportionnelle à l'énergie transmise par le masque photorésistant. Contrairement aux optiques binaires, on utilise un seul masque, il n'y a donc pas de problème d'alignement lorsque l'on utilise différents masques pour la conception du DOE. En revanche le masque photorésistant est beaucoup plus difficile à concevoir et plus cher que pour les optiques binaires. Mais une fois le masque créé, la production en série est envisageable à bas coût.

  - L'écriture directe par laser ou par faisceau d'électrons, consiste à concevoir le masque photorésistant en utilisant un faisceau laser ou un faisceau d'électrons. Pour cela, il faut modifier l'intensité du faisceau à l'émission focalisée sur la zone d'exposition. La dimension des faisceaux est de l'ordre de 0,1 µm pour le faisceau d'électrons et de 1 à 5 µm pour le faisceau laser. Une fois le masque photorésistant gravé par le faisceau, il est transféré sur le substrat. Tout comme la lithographie par niveaux de gris la profondeur de gravure dans le substrat dépend de l'intensité transmise par le masque photorésistant. Avec cette méthode, il est possible d'obtenir des motifs avec des surfaces continues sans contraintes géométriques. Un schéma de principe de la lithographie par écriture directe est présenté sur la Figure 4.5.

- L'usinage direct

  L'usinage consiste à directement ôter la matière sur le matériau à confectionner. Ce procédé peut réaliser des optiques de grandes précisions, mais prend beaucoup de temps pour la conception d'un DOE. Cette technique est très souvent utilisée pour la conception de masques négatifs utilisés pour la réplication. Les différentes méthodes sont listées par la suite.

  - La pointe mécanique sert à la confection de réseaux biaisés, une pointe en diamant vient retirer de la matière du substrat par un contrôle numérique de la pointe. En revanche, la surface gravée ne peut être une surface parfaitement lisse, à cause de la taille de la pointe en diamant.
  - Le tour en diamant utilise le même principe que le précédent, une pointe en diamant vient ôter directement la matière sur un substrat. Ce dernier est en rotation (comme sur un touret mécanique), ce qui limite cette technique à ne réaliser que des motifs à symétrie radiale (par exemple une lentille de Fresnel). La finesse du profil dépend encore de la dimension de la pointe en diamant.
  - Le faisceau d'ions enlève de la matière en arrachant les atomes du substrat. L'ablation laser effectue le même procédé, sauf que l'on utilise un laser excimère (UV lointain) pour arracher la matière du substrat. La profondeur de gravure de ces deux méthodes est proportionnelle au temps d'exposition du faisceau sur une zone du substrat.

- La réplication

  La réplication consiste dans un premier temps à former un masque négatif du DOE dans un matériau robuste (généralement du nickel). Le DOE est formé à partir d'un matériau facilement façonnable, du plastique (des polymères ou des thermoplastiques). Il existe différentes méthodes pour la conception par réplication :

  - Le moulage par injection consiste à injecter du plastique sur le moule négatif. Après refroidissement, on sépare le négatif du DOE en plastique pour obtenir la pièce.
  - L'estampage thermique consiste à venir tamponner la matière plastique par le négatif en nickel à des températures et des pressions élevées.

– La coulée de plastique ressemble fortement au moulage par injection, ici on coule du plastique liquide entre un bâti et notre négatif, le DOE est obtenu après refroidissement

La réplication utilise principalement la matière plastique pour la conception de DOE, cependant ce matériau ne résiste pas aux fortes puissances.

Dans notre cas, nous voulons un DOE avec un profil de phase continu fabriqué dans un matériau qui doit tenir de fortes puissances. Le profil du DOE à concevoir n'est pas à symétrie de révolution et ne peut pas être réalisé par gravure avec une pointe en diamant. Les deux principales techniques permettant de réaliser des profils continus sur du verre ou de la silice fondue sans contrainte géométrique sont la lithographie (par niveau de gris ou par faisceau d'électrons) et l'ablation laser.

La méthode par lithographie permet de réaliser des profils continus sans contrainte de symétrie. La profondeur de gravure est de l'ordre de 100 µm. Cette technique permet une production stable et répétable à faible coût, néanmoins elle nécessite la création d'un masque pour chaque prototype, ce qui revient très cher.

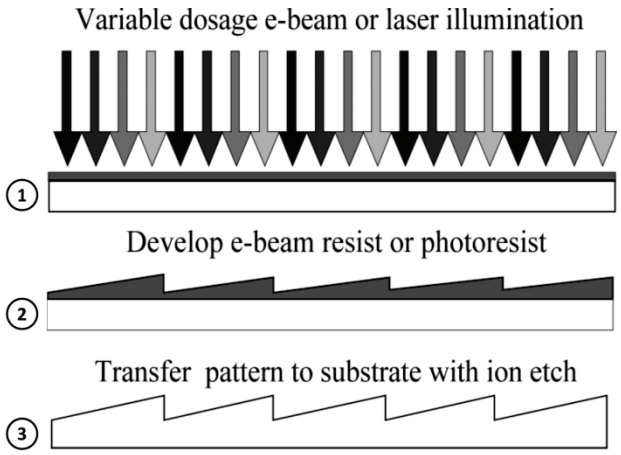

Figure 4.5 Lithographie par écriture directe avec un faisceau d'ions ou par exposition laser [76].

La méthode par ablation laser réalise aussi des profils continus sans restrictions géométriques, la profondeur de gravure est de l'ordre de 200 µm. Tout comme la lithographie, ce processus permet une production stable et répétable. Mais en plus, elle ne nécessite pas la création d'un masque pour chaque prototype permettant la conception à bas coût de DOE sans envisager une production en série.

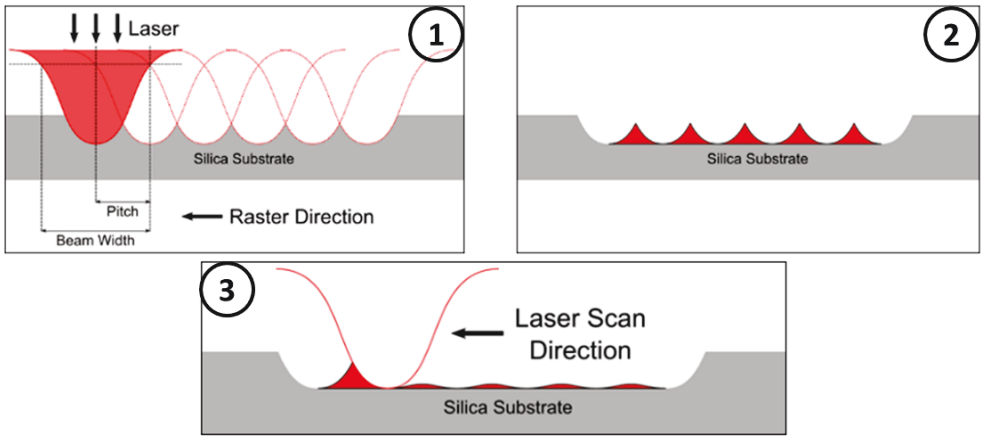

Figure 4.6 Illustration de la technique de conception de DOE par ablation Laser (http://www.powerphotonic.com/design-services/technology/laser-ablation-processing-lap)

L'ablation laser (visible sur la Figure 4.6) sert pour la confection de composants optiques en verre de silice, en écrivant directement un profil simulé sur des surfaces optiques. Ce qui permet de concevoir des systèmes au profil complexe et qui ne sont pas à symétrie de révolution, cette technique n'a pas de restriction sur la symétrie du profil. Comme il n'y a pas à faire l'ensemble du processus de photolithographie, à savoir la conception du masque servant à la confection de l'optique, cela permet de réaliser des optiques de grande qualité à des prix raisonnables.

Cependant il n'est pas possible de réaliser des pentes abruptes (des discontinuités de phase) avec ces techniques, le motif doit être continument variable et ne pas comporter de sauts de phases.

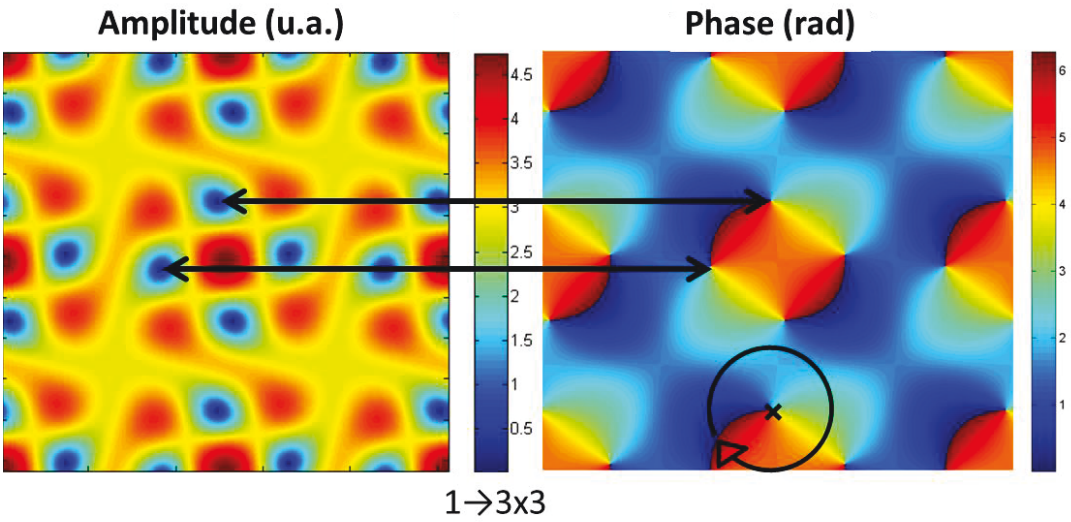

Figure 4.7 Amplitude du champ complexe dans le plan du DOE à gauche et profil de phase associé à droite

En prenant les motifs de phases de DOE 2D optimisés ci-dessus, ceux-ci comportent des discontinuités. Un saut de phase est caractérisé par un écart de phase égale à ± 2π autour d'un point singulier. Pour être plus précis un vortex de phase se forme autour de ce point, comme nous pouvons le voir sur la Figure 4.7. La présence de ce vortex de phase est due à une annulation de l'amplitude associée en un point du champ complexe. Si l'amplitude est nulle en un point, la phase ne peut être définie, il y a donc une dislocation de la

phase de part et d'autre de ce point [54], [87]. Une autre méthode pour déterminer la présence d'un vortex de phase est de faire la différence des sommes autour d'un point, dans le cas d'un vortex de phase, la différence sera égale à ± 2π, dans le cas contraire, elle sera égale à zéro.

4.1.1.3 Conclusion

Nous avons mené quelques tentatives pour obtenir des profils de phase 2D possédant une forte efficacité de diffraction tout en présentant un profil de phase continu. Ces efforts n'ont pas abouti à un design possédant des caractéristiques satisfaisantes. Nous avons également simulé la propagation d'un faisceau au travers de deux DOE 1D (par exemple un motif 1 → 9) pour recréer un motif 2D, les deux DOE sont orientés à 90° l'un de l'autre pour former un motif carré (dans ce cas un 9x9). L'efficacité de diffraction est de 92,6% et le contraste est égal à 30,9%, ce qui n'est pas satisfaisant pour notre montage.

En revanche les profils de phase qui réalisent la mise en forme de faisceau suivant une dimension ne présentent pas de saut de phase (la phase est dite déroulée), ces motifs sont parfaitement réalisables avec la technique de l'ablation laser ou de la lithographie par niveaux de gris. Les caractéristiques des profils simulés sont biens meilleures que le composant utilisé lors des expériences, en termes d'efficacités de diffraction. Ceci constitue une voie d'amélioration du système global.

Dans la partie suivante. Nous allons nous intéresser à ce qui représente l'autre voie d'amélioration majeure du système : le design de la fibre. Nous simulerons l'amplification dans une fibre dopée erbium en pompage contra-propageant, pour une absorption de 30dB/m. Ces simulations sont faites pour deux diamètres de mode et deux puissances de pompe. Puis nous étudierons la configuration (DOE simulé et fibre simulée) qui permet d'extraire le plus de puissance crête. Dans cette section, le nombre de voies à amplifier, la puissance signal en entrée diffractée par le SLM, la puissance de pompe en entrée diffractée par le DOE, la puissance signal recombinée par le DOE et la puissance seuil imposée par la diffusion Brillouin stimulée sont pris en compte.

Pour finir, nous simulerons le cas d'une fibre codopée erbium ytterbium, pompée de manière contra-propagative dans une gaine avec des diodes émettant à 975 nm.

4.2 Fibre multicœurs idéale pour les lasers de puissance

Dans cette section, nous simulons la puissance extraite d'une fibre dopée erbium qui possède une absorption au pic (1530 nm) de 30 dB/m, pour un diamètre de mode de 15,5 µm et de 25 µm (35 µm correspond au diamètre de mode le plus grand de fibre LMA dopée erbium dans la littérature [63] et 25 µm au diamètre de mode d'une fibre LMA dopée erbium commercial). Le modèle utilisé est celui développé et validé dans la partie 3.3.2. Pour les deux diamètres de mode, nous faisons l'hypothèse que la fibre est monomode à la longueur d'onde du signal. Ces simulations sont réalisées pour deux puissances de pompe à 1480 nm, 5 W (utilisées au cours de la thèse) et 20 W (laser commercial). Le but est de trouver les paramètres de la fibre qui permettent d'extraire un maximum de puissance crête, sans atteindre la limite de la diffusion Brillouin stimulée, en pompage cœur contra-propageant. Nous simulons aussi le cas d'une fibre codopée erbium ytterbium pompée par gaine à 975 nm pour deux diamètres de mode (15,5 µm et 25 µm). Ces simulations sont faites pour 40 W de pompe couplée dans la gaine.

4.2.1 Simulation d'amplification dans une fibre de 30dB/m d'absorption au pic (1530 nm)

La puissance de pompe d'entrée dans le simulateur correspond à la puissance de pompe initiale en prenant en compte l'efficacité de diffraction du DOE (simulé précédemment ici nous avons pris le cas du 1 vers 7 hexagonal η=96,3%), le nombre de voies à injecter, la transmission du miroir dichroïque utilisée au cours de la thèse (92%) et l'efficacité de couplage à l'injection (~80%). Cela représente environ 500 mW couplée dans le cœur de la fibre pour 5 W de puissance de pompe initiale et environ 2 W pour une puissance de pompe initiale de 20 W. Il en est de même pour la puissance signal en entrée qui est fixée à 11 mW couplée.

Sur la courbe suivante (Figure 4.8), nous présentons la puissance crête extraite en fonction de la longueur de la fibre pour deux fibres différentes (une avec un diamètre de mode égale à 15,5 µm et l'autre égale à 25,5 µm).

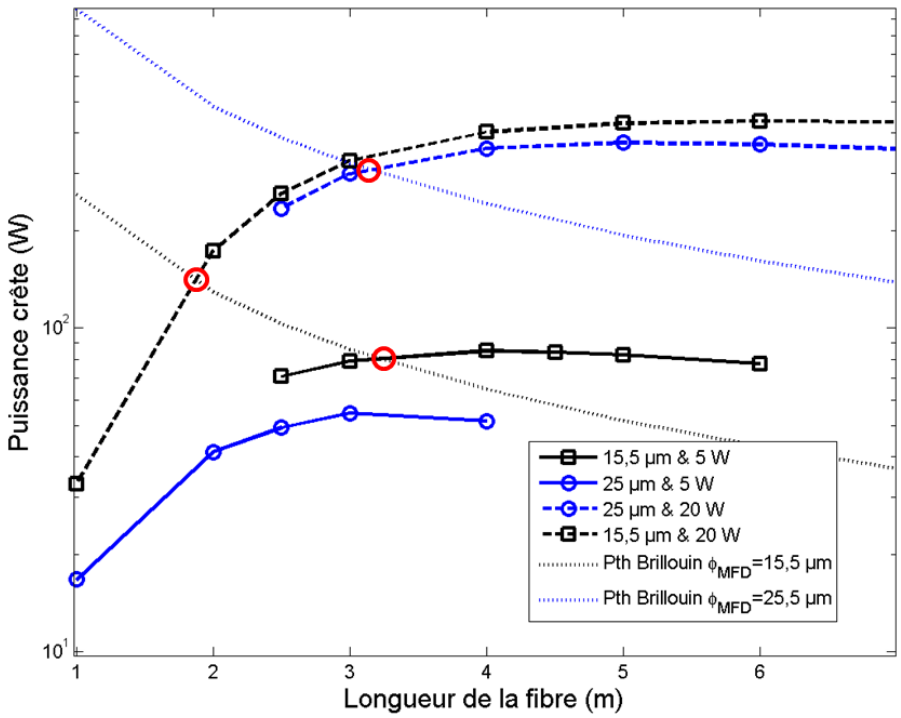

Figure 4.8 Simulation de la puissance crête extraite en fonction de la longueur de la fibre, de son diamètre de mode et de la puissance de pompe initiale et les puissances seuils Brillouin associées pour les deux cas de diamètre de mode.

Les cas limités par la diffusion Brillouin sont représentés par des cercles rouges sur la Figure 4.8. Le cas qui permet d'extraire le plus de puissance crête sans atteindre la limite Brillouin est celui de la fibre de 25 µm de diamètre de mode pompée avec un laser RAMAN de 20 W. Il permet d'extraire 300 W crête par cœur pour 3 mètre de fibre (dans l'hypothèse où le DOE servant à l'injection de la pompe et la recombinaison du signal est un DOE 1 vers 7 hexagonal dont l'efficacité de diffraction est de 96,3%). Cela correspondrait à une puissance signal crête recombinée d'environ 2 kW (en prenant en compte l'efficacité de réflexion du miroir dichroïque utilisé au cours de la thèse ~99,5%). La fibre de 15,5 µm de diamètre de mode pompée à une puissance de 20 W permet d'extraire également une forte puissance crête de 150 W pour moins de 2 mètres de fibre. Et la dernière configuration (15,5 µm pompé par 5 W) permet d'extraire 80 W crête dans un peu plus de 3 mètres de fibre.

4.2.2 Etude comparatives des configurations simulées

Nous allons maintenant étudier l'amplification et la recombinaison en fonction des différents profils de DOE simulés. Le but est d'évaluer le système le plus efficace avec une fibre dopée erbium de 30dB/m d'absorption au pic (1530 nm), de 25 µm de diamètre de mode, de 3 mètres de long, pompée avec un laser RAMAN émettant 20 W à 1480 nm. Pour l'ensemble des simulations nous supposons que le SLM possède une efficacité de 50% pour toutes les configurations, que les impulsions en sortie ont une durée de 200 ns et sont émises à une cadence de 20 kHz.

Configuration	Puissance pompe/cœur	Puissance signal/cœur	Puissance recombinée	Puissance limite SBS	Puissance extractible

			théorique		
1 → 11 (1D)	1,29 W	7,3 mW	1,8 kW	2,34 kW	1,8 kW
1 → 9 (1D)	1,63 W	8,8 mW	2,04 kW	1,98 kW	1,98 kW
1 → 7 (1D)	1,98 W	11,4 mW	1,92 kW	1,46 kW	1,46 kW

Etant donné que nous ne parvenons pas à obtenir un profil de DOE continu qui réalise des motifs bidimensionnels, nous préférons retenir des solutions 1D, les configurations 1 vers 11 et 1 vers 9 semblent prometteuses. De plus, ces configurations 1D sont idéales pour la mesure de phase en champ intermédiaire, car les franges d'interférences sont orientées dans la même direction contrairement au cas hexagonal présenté dans la partie 3.3.7.

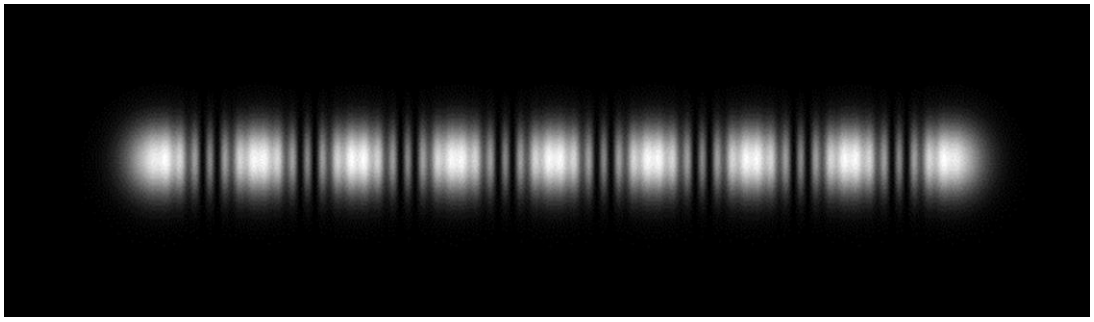

Figure 4.9 Simulation du champ intermédiaire (défocalisé de 0,6 mm) en configuration 9 cœurs, les franges d'interférences traduisent le déphasage entre les voies.

Une configuration 1 vers 11 nécessite une fibre comportant 11 cœurs en ligne, ces derniers doivent être séparés pour éviter les échanges d'énergie entre les cœurs. Pour notre fibre il a fallu 80 µm d'écart entre les cœurs, si l'on applique le même écart sur une fibre multicœurs de 11 cœurs en lignes, le diamètre extérieur de la fibre serait supérieur ou égale à 1,05 mm. La fibre se comporterait comme un ROD (barreau) qu'il serait difficile voire impossible de courber. Avec 9 cœurs en ligne la fibre aurait un diamètre extérieur d'environ 880 µm, ce qui reste un grand diamètre donc la fibre aura un très grand rayon de courbure et sera peu flexible.

4.2.3 Simulation d'amplification dans une fibre codopée erbium ytterbium en configuration double gaine.

Nous avons simulé le cas d'une fibre codopée erbium ytterbium, l'avantage du co-dopage est une très forte absorption de la pompe à 975 nm par les ions ytterbium (1100 dB/m). Les paramètres du simulateur ont été optimisés à partir de mesures expérimentales sur une fibre codopée erbium ytterbium de 25 µm de diamètre de cœur et de 275 de diamètre de gaine. Le facteur de conversion de l'état excité des ions ytterbium vers les ions erbium est $5{,}10^{-24}$ m^3/s.

Pour ces simulations, nous avons utilisé 40 W de pompe couplée dans la gaine en mode contra-propagatif, les simulations sont faites avec un diamètre de mode de 15,5 µm et avec un diamètre de mode de 25 µm, pour une puissance signal de 11 mW en entrée couplé dans le cœur. Ces courbes sont présentées sur la Figure 4.10, avec les puissances seuils Brillouin associées. Le diamètre de gaine utilisé pour ces simulations est de 380 µm, cette valeur est envisageable pour la fibre multicœurs utilisée au cours de ces travaux, la gaine de

pompe doit contenir les sept cœurs répartis de manière hexagonale ainsi que les barreaux de maintien de polarisation. Les simulations présentées sont faites pour un seul cœur (le central), le cœur et la gaine de pompe sont concentriques, il faudrait donc vérifier par simulation et étude expérimentale la contribution de la pompe pour les cœurs périphériques, à savoir les modes de propagation du faisceau de pompe dans la gaine de la fibre.

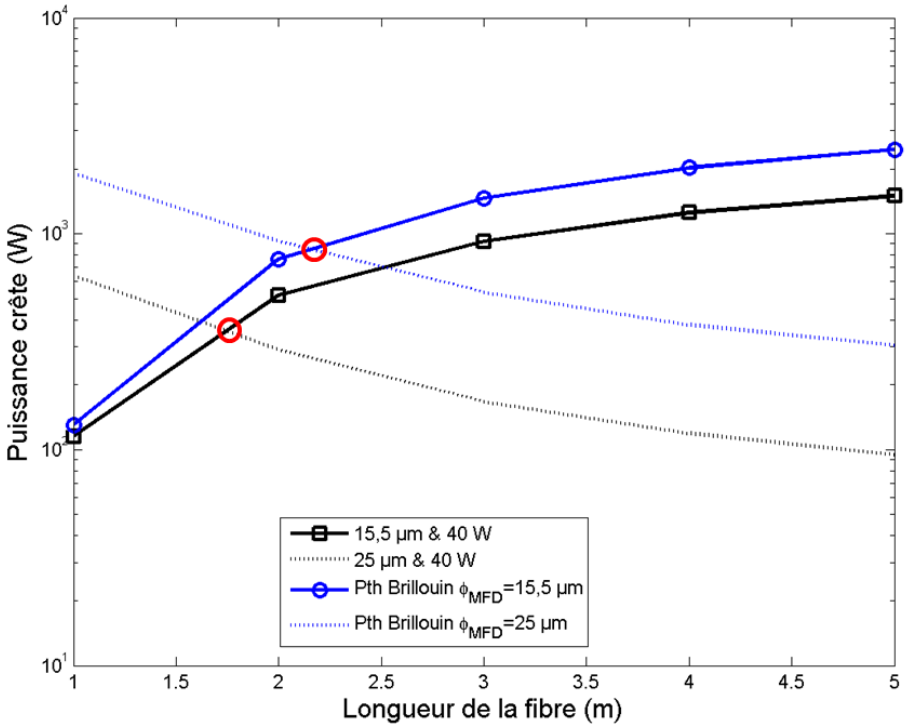

Figure 4.10 Simulation d'amplification dans une fibre codopée erbium ytterbium pompée contrapropagativement et les puissances seuils Brillouin associées.

D'après les courbes de la Figure 4.10, il semble possible d'extraire 350 W crête pour un diamètre de mode de 15,5 µm avant apparition de la diffusion Brillouin et 800 W crête pour un diamètre de mode 25 µm avant le seuil Brillouin. Ces valeurs représentent la puissance extraite du cœur central. Dans le cas d'une fibre multicœurs et si l'amplification est uniforme entre tous les cœurs, alors ces valeurs sont à multiplier par le nombre de cœurs. Bien que ces simulations semblent très prometteuses, la conception d'une telle fibre est très difficile (maitriser les proportions d'ion dopant dans la fibre en évitant les agrégats, ajouter une gaine de pompe…). De plus comparer aux simulations, plus le nombre de cœurs dopés sera grand, plus la pompe sera absorbée rapidement et contribuera moins à l'inversion de population que prévue sur la longueur de la fibre.

4.3 Récapitulatif et conclusion

Dans cette partie, nous avons optimisé par simulation certaines parties du montage de combinaison cohérente, le DOE servant à l'injection de la pompe et la recombinaison du signal et l'amplificateur à fibre multicœurs. Nous avons dans un premier temps simulé des profils de phase de DOE continu à forte efficacité de diffraction. Nous avons listé les différentes techniques de fabrication de DOE et nous avons sélectionné celles qui permettent la conception de DOE à profil continu sur un substrat fait de verre ou de silice. Ce qui nous amené à la limite de conception de profil de phase en 2D présentant des discontinuités de phase.

Nous avons par la suite fait une étude comparative sur la puissance crête recombinée en fonction des différents profils de DOE simulé (1D et 2D) pour une fibre de 3 mètres de long, de 25 µm de diamètre de mode, pompé avec un laser de 20 W émettant à 1480 nm. Les puissances crêtes recueillies sont comparées aux limites imposées par la diffusion Brillouin stimulée.

Pour conclure, la configuration qui permet d'extraire le plus de puissance crête dans une fibre multicœurs (et non un barreau) est la configuration 1 vers 9 en ligne. Ce profil de DOE est continu et sans discontinuité, de plus lors de la mesure de phase en champ intermédiaire, l'ensemble des franges d'interférences sont orientées suivant la même direction (cf. Figure 4.9) ce qui facilite l'extraction des phases.

Nous avons également regardé la perspective de passer sur une fibre multicœurs codopée erbium ytterbium pompée par gaine. L'avantage de ce genre de configuration est que l'on profite de la très forte absorption de l'ion ytterbium à 975 nm et que les diodes de pompe à cette longueur d'onde sont très matures et offrent une très forte puissance/brillance pour le pompage de fibre. En revanche la fabrication d'une fibre codopée erbium ytterbium est difficile et nécessite un savoir-faire dans les dosages des ions dopants, des ions co-dopants (pour le contrôle du profil d'indice) et le processus de fibrage (tension et température de fibrage).

Conclusion générale

Ces travaux de thèse se situent dans la problématique de la montée en puissance crête et moyenne des sources laser. L'utilisation d'une fibre multicœurs à large aire modale permet de dépasser le seuil limite en puissance crête des fibres, en augmentant l'aire d'interaction via le nombre de cœurs de la fibre. C'est la solution qui a été retenue dans le cadre du projet multifemto. Toutefois, pour obtenir un faisceau en limite de diffraction à la sortie, il est nécessaire de mettre en phase les faisceaux issus des cœurs de la fibre. La recombinaison des faisceaux et donc l'augmentation de la puissance crête de sortie a été faite par interférences constructives. L'utilisation d'une fibre multicœurs comme milieu amplificateur d'une source à combinaison cohérente présente l'avantage de réduire fortement les variations de phases entre les cœurs et l'encombrement, grâce à sa structure de silice commune à l'ensemble des cœurs.

Nos travaux ont porté sur le développement d'une source laser fibrée à sécurité oculaire pour une implémentation dans un Lidar Doppler. Pour effectuer des tirs Lidars à des portées de plus en plus longues, il faut augmenter les puissances de sortie des sources. L'utilisation de lasers à fibre permet d'obtenir une source compacte, robuste, un faisceau de sortie gaussien grâce aux propriétés de guidage et offrent de fortes puissances moyennes de sortie. Mais l'énergie par impulsion est très vite limitée par les effets non-linéaires. La combinaison cohérente est une solution efficace pour augmenter le seuil d'apparition des effets non-linéaires rencontrés dans les fibres optiques. Nous avons vu qu'il existe différentes d'architectures de combinaison cohérente. Pour notre système, nous avons choisi un montage de combinaison cohérente en configuration MOPA. L'ensemble des faisceaux amplifiés sont tous issus du même oscillateur local et ont donc les mêmes propriétés optiques. Pour assurer une recombinaison efficace en sortie il est nécessaire d'obtenir des interférences constructives. Les faisceaux de sortie doivent donc avoir le même état de polarisation, les mêmes propriétés spatiales et temporelles, des puissances équivalentes et être en phase. Les perturbations extérieures (thermique et mécanique) influent constamment sur les phases des faisceaux. Il faut donc ajouter un système d'asservissement qui mesure les déphasages en sortie d'amplificateur et agit sur les phases en entrée pour obtenir une recombinaison efficace.

Dans un premier temps, nous avons identifié une méthode de combinaison cohérente spatiale de faisceaux réalisable avec notre fibre multicœurs, en fonction du matériel disponible. La combinaison cohérente spatiale peut être faite de deux façons : par remplissage de la pupille ou par superposition de faisceaux. Etant données les distances entre les cœurs de notre fibre et l'efficacité d'une combinaison en champ lointain par propagation (~50%), nous avons choisis la recombinaison par superposition de faisceaux en champ proche sur un élément diffractant (un DOE). Ce procédé présente l'avantage de combiner les faisceaux avec une efficacité propre au DOE (>70%). La fibre multicœurs utilisée au cours de ces travaux fait office de preuve de concept, les difficultés de fabrication n'ont pas permis l'ajout d'une gaine de pompe commune à l'ensemble des cœurs. Il a donc fallu déterminer une méthode pour injecter le faisceau de pompe dans les cœurs de la fibre efficacement. Pour ce faire, nous avons décidé d'utiliser le DOE servant à la recombinaison du signal en séparation pour mettre en forme le faisceau de pompe.

Par la suite, nous avons caractérisé notre fibre multicœurs dopée erbium, qui a servi de dernier étage d'amplification de notre source MOPA, afin d'évaluer ses performances et d'ajuster les paramètres d'un simulateur. Un des objectifs de ce simulateur est de concevoir une nouvelle fibre avec le laboratoire du Phlam offrant de meilleures performances d'amplifications. Puis nous avons déterminés trois montages possibles à la sortie de la fibre pour assurer la combinaison du signal et l'injection de la pompe de manière efficace. Le montage retenu est malheureusement le moins efficace des trois, mais il est le seul réalisable à bas coût avec le matériel disponible au laboratoire. Une fois que le montage d'injection de la pompe et de recombinaison du signal a été validé, il a fallu mettre en place un système de mise en phase des voies. Mais d'abord, nous avons effectué une mesure de bruit de phase de l'amplificateur en boucle ouverte pour estimer la phase résiduelle de sortie en fonction de la bande passante du système d'asservissement. Cet asservissement est simple à mettre en place sur le montage expérimental, puisqu'il nécessite une seule photodiode en sortie de fibre. Mais il fonctionne sur un algorithme stochastique (SPGD) qui se base sur la puissance combinée mesurée par la

photodiode. Nous ne mesurons pas les déphasages entre les voies. La mise en phase est donc plus longue que pour un système d'asservissement par détection hétérodyne, ou par interférométrie de franges et cette tendance s'empire lorsque l'on souhaite combiner un grand nombre de voie. Une fois le système complet mis en place, nous mesurons une efficacité de combinaison de 63%, les pertes étant dues au compromis induit par le chromatisme du DOE entre l'optimisation de la recombinaison du signal et l'injection de la pompe. Cela équivaut à une puissance crête de 105 W dans le faisceau recombiné limitée par la puissance de pompe, pour des impulsions de 200 ns en sortie à une cadence de 20 kHz. Ces chiffres ne sont pour l'instant pas comparables à l'état de l'art comme nous pouvons le voir sur la figure suivante, mais sont encourageants comme première preuve de concept. La phase résiduelle mesurée en boucle fermée est de λ/22. Pour améliorer les performances de la mise en phase, nous proposons une nouvelle méthode qui permet d'obtenir des franges d'interférences entre deux faisceaux voisins par simple propagation. L'avantage est une lecture directe du déphasage relatif entre les voies par une simple analyse de la translation des franges après calibration. Nous avons noté qu'avec trois pixels par frange d'interférence, une mise en phase de λ/30 était envisageable.

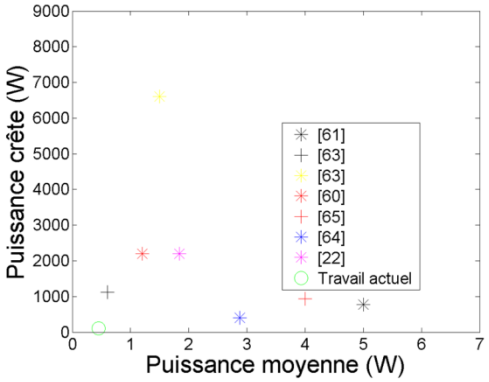

Figure de mérite de l'Etat de l'art présenté précédemment représentant la puissance crête en fonction de la puissance moyenne et les résultats obtenus au cours de cette thèse.

Pour finir, une étude des améliorations à la combinaison cohérente dans la fibre multicœurs est faite. Cette étude porte surtout sur la répartition des cœurs dans la fibre et la recombinaison par superposition de faisceaux sur un DOE. Ayant rencontré des difficultés sur le design de DOE à motif 2D, nous avons simulé des profils de DOE à motif 1D parfaitement réalisables avec des technique d'ablation laser ou de lithographie. Nous avons par la suite fait des simulations d'amplification de fibres multicœurs. Nous avons simulé le cas d'une fibre dopée erbium à plus forte absorption (30dB/m), pour deux diamètres de mode des cœurs de la fibre (15,5 µm et 25 µm). Le but est d'extraire plus de puissance et de repousser le seuil d'apparition de la diffusion Brillouin stimulée. Pour finir, nous avons simulé le cas du co-dopage erbium ytterbium pompé à 975 nm. Les fibres codopées ont l'avantage de bénéficier de la forte absorption de l'ion ytterbium. Mais la réalisation d'une telle fibre est difficile notamment dans le dosage des ions dopants (pour éviter de former des agglomérats et pour transférer efficacement l'énergie de l'ion ytterbium qui absorbe les photons de pompe vers l'ion erbium qui génère des photons de signal). De plus l'ajout d'une gaine de pompe commune à l'ensemble des cœurs tout en conservant une bonne répartition géométrique des cœurs est difficile. Le laboratoire du Phlam n'est pour l'instant pas en mesure de fabriquer une telle fibre.

Perspectives

Dans un premier temps, il serait utile de fermer la boucle du système d'asservissement avec la technique de mesure de phase en champ intermédiaire. En dimensionnant correctement ce système, il serait possible de réduire le bruit de phase résiduel de sortie.

Comme nous l'avons déjà mentionné, la solution la plus efficace pour l'amplification de photons à 1545 nm est d'utiliser une fibre codopée erbium ytterbium, car on bénéficie de l'absorption de l'ion ytterbium et des diodes de pompe de forte brillance à 975 nm. Mais, après plusieurs discussions avec le laboratoire du Phlam, la fabrication de cette fibre ne semble pas encore envisageable.

Une autre perspective à l'injection et au contrôle des phases est la mise en place d'un groupement de fibres en entrée (ou Tapered Fiber Bundle) de même répartition géométrique que les cœurs de la fibre. Ainsi les faisceaux à amplifier sont tous guidés dans une fibre optique monomode, à laquelle on peut ajouter un modulateur de phase rapide. Cela permettra de s'affranchir de l'injection et de la mise en phase par le SLM étant donné ses performances limitées et cela augmentera la bande passante de notre système. Un exemple de TFB issu de [88] est visible sur la figure suivante.

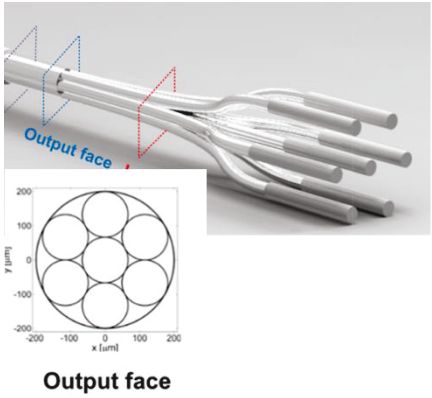

Figure Représentation d'un tapered fiber bundle 7x1, le schéma provient de [88]

Etant donné que la mise en phase d'un grand nombre d'émetteurs est difficile, il serait intéressant de faire des systèmes de combinaison cohérente en cascade, comme il a été proposé par Hee Kyung Ahn *et al.* [89], [90]. Prenons un exemple de combinaison cohérente en configuration MOPA, nous définissons un bloc de combinaison cohérente comme étant la mise en phase de 9 cœurs en ligne d'une fibre multicœurs recombinés spatialement par un DOE, la mesure de phase est faite en champ intermédiaire et le contrôle des phases est assuré par des modulateurs de phase rapides en entrée. Prenons maintenant 9 blocs de combinaison cohérente de 9 cœurs en ligne, à savoir 81 amplificateurs injectés par un oscillateur local commun. Chaque bloc sort un faisceau combiné issu de 9 amplificateurs et en sortie des 9 blocs, on cherche à recombiner spatialement ces faisceaux sur un autre DOE. Pour assurer la mise en phase, 9 modulateurs de phase seraient placés en amont des 9 blocs de combinaison cohérente. Cette idée de perspective est représentée sur la figure suivante.

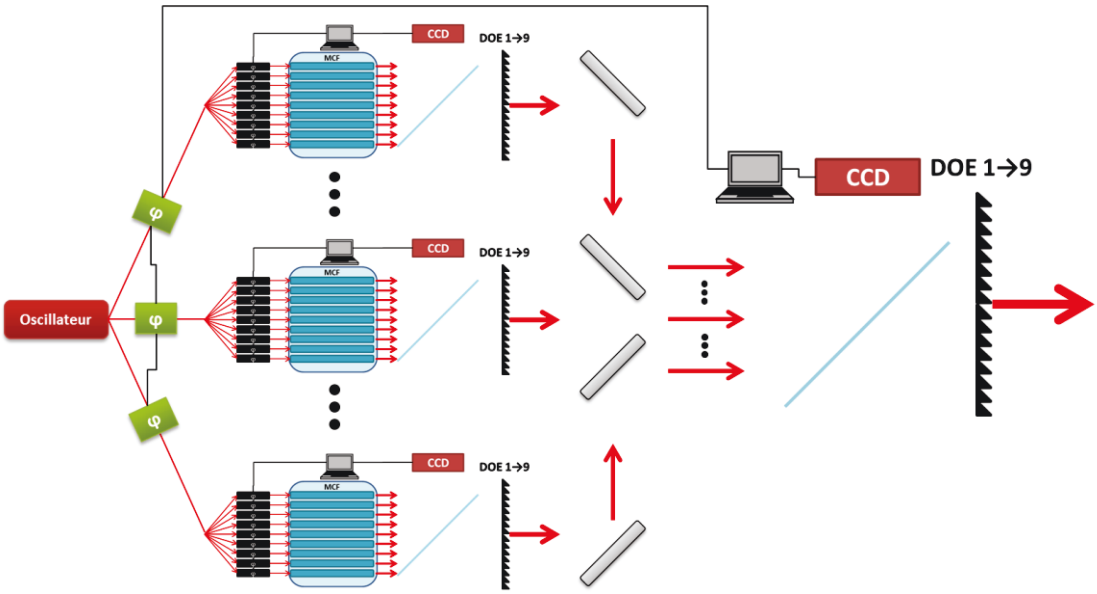

Figure Schéma de représentation de combinaison cohérente en cascade utilisant des fibres multicoeurs à 9 cœurs, la mise en phase est faite par mesure en champ intermédiaire.

Pour adapter cette architecture à des impulsions plus courtes, il faudrait ajouter en amont de chaque modulateur de phase, une ligne à retard pour superposer temporellement les impulsions.

Annexe

Nous cherchons à connaître les pertes obtenues lors de défauts de connexions entre deux fibres optiques monomode, ou entre une fibre optique monomode et l'injection d'un faisceau monomode. Les pertes prises en compte sont les suivantes :

- Les défauts d'alignements : excentricité, espacement et désalignement angulaire.

Les pertes par excentricité :

$$P_{exc} = -10\log\left(\left(\frac{2\omega_1\omega_2}{\omega_1^2+\omega_2^2}\right)^2 \exp\left(-\frac{2d^2}{\omega_1^2+\omega_2^2}\right)\right) \quad \textbf{A.1}$$

Les pertes par espacement :

$$P_{esp} = 10\log\left(1+\left(\frac{L\lambda}{2\pi n\omega^2}\right)^2\right) \quad \textbf{A.2}$$

Les pertes par désalignement angulaire :

$$P_{ang} = 10\log\left(\left(\frac{2\omega_1\omega_2}{\omega_1^2+\omega_2^2}\right)^2 \exp\left(-\frac{k_0^2 n_1^2 \omega_1^2 \omega_2^2 \theta^2}{2\left(\omega_1^2+\omega_2^2\right)}\right)\right) \quad \textbf{A.3}$$

Les pertes par désalignement dans notre système sont dues à l'injection du signal et de la pompe dans la fibre multicœurs. Ainsi, avec ces formules, nous avons pu déterminer la puissance couplée dans la fibre en fonction des pertes probables et surtout de celles qui influent le plus sur la puissance couplée, à savoir l'excentricité et le désalignement angulaire.

- Diamètre de mode différent

Les pertes par diamètre de mode différent :

$$P_{MFD} = -20\log\left(\frac{2\omega_1\omega_2}{\omega_1^2+\omega_2^2}\right) \quad \textbf{A.4}$$

Les pertes par diamètres de mode, nous ont été utiles lors de mesure d'ASE ou encore d'absorption, car les fibres utilisées pour la collection ou l'injection du signal ne possèdent pas les mêmes diamètres de modes.

Le principe schématique des pertes par connexions est présenté sur la Figure A.1, et les courbes associées le sont sur la Figure A.2.

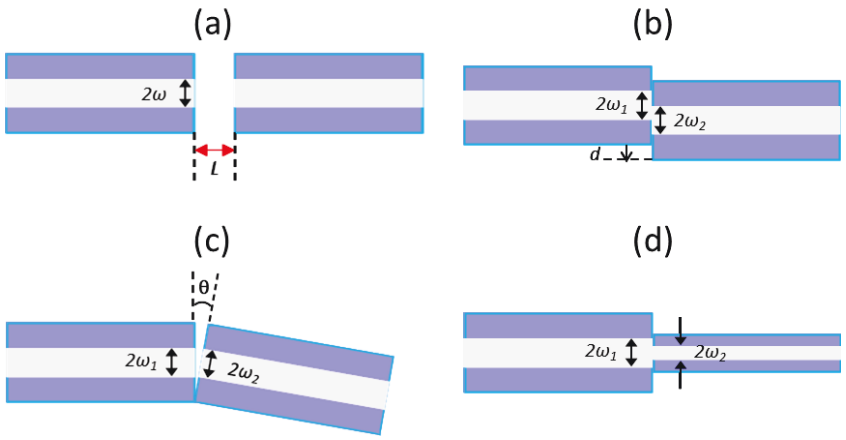

Figure A.1 Schéma des pertes par désalignement : (a) espacement, (b) excentrement, (c) désalignement angulaire, (d) fibres de diamètres de modes différents.

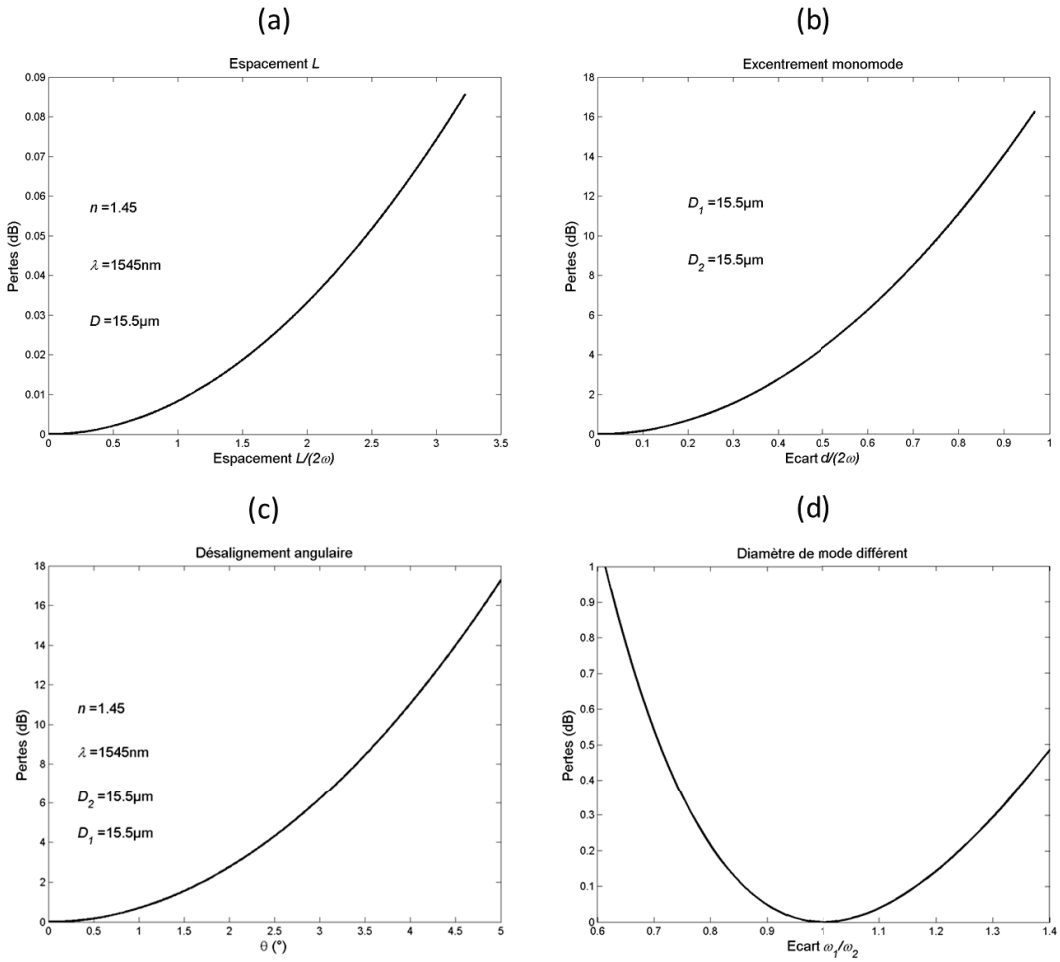

Figure A.2 Représentation des pertes d'alignement, par espacement (a), par excentrement (b) et par désalignement angulaire (c), calculé pour un diamètre de mode de 15,5 µm, un indice du verre de 1,45 à la longueur de 1545 nm. Pertes dues à des diamètres de modes différents (d)

Les estimations des pertes par injections dans les fibres optiques avec les formules précédentes nous ont permis de déterminer facilement les paramètres à ajuster pour optimiser l'injection du faisceau dans le cœur de la fibre (surtout pour les pertes par désalignement angulaire et par excentricité).

Références bibliographiques

[1] L. Smullin et G. Fiocco, « Optical Echoes from the Moon », *Nature*, 1962.

[2] D. Kouznetsov, J. V. Moloney, et E. M. Wright, « Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. I. Fiber with circular symmetry », *JOSA B*, vol. 18, n° 6, p. 743–749, 2001.

[3] D. Kouznetsov et J. V. Moloney, « Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. II. Broken circular symmetry », *JOSA B*, vol. 19, n° 6, p. 1259–1263, 2002.

[4] D. Kouznetsov et J. V. Moloney, « Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. III. Calculation of modes », *JOSA B*, vol. 19, n° 6, p. 1304–1309, 2002.

[5] G. Agrawal, *Applications of nonlinear fiber optics*. Academic press, 2001.

[6] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, et D. M. Atkin, « All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding », *Opt. Lett.*, vol. 21, n° 19, p. 1547–1549, 1996.

[7] T. A. Birks, J. C. Knight, et P. S. J. Russell, « Endlessly single-mode photonic crystal fiber », *Opt. Lett.*, vol. 22, n° 13, p. 961–963, 1997.

[8] J. Limpert *et al.*, « Extended single-mode photonic crystal fiber lasers », *Opt. Express*, vol. 14, n° 7, p. 2715–2720, 2006.

[9] F. Di Teodoro et C. D. Brooks, « Multi-MW peak power single-transverse mode operation of a 100 micron core diameter, Yb-doped photonic crystal rod amplifier », in *Proc. of SPIE*, 2007, vol. 6453, p. 645318.

[10] F. Stutzki *et al.*, « High average power large-pitch fiber amplifier with robust single-mode operation », *Opt. Lett.*, vol. 36, n° 5, p. 689–691, 2011.

[11] J. Limpert *et al.*, « Yb-doped large-pitch fibres: effective single-mode operation based on higher-order mode delocalisation », *Light Sci. Appl.*, vol. 1, n° 4, p. e8, avr. 2012.

[12] F. Stutzki, F. Jansen, A. Liem, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann, « 26 mJ, 130 W Q-switched fiber-laser system with near-diffraction-limited beam quality », *Opt. Lett.*, vol. 37, n° 6, p. 1073–1075, 2012.

[13] F. Stutzki, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Optimizing large-pitch fibers for higher average powers », in *SPIE Photonics Europe*, 2016, vol. 9886, p. 98860B.

[14] P. Yeh, A. Yariv, et E. Marom, « Theory of Bragg fiber », *JOSA*, vol. 68, n° 9, p. 1196–1201, 1978.

[15] S. Février *et al.*, « High-power photonic-bandgap fiber laser », *Opt. Lett.*, vol. 33, n° 9, p. 989–991, 2008.

[16] J.-P. Yehouessi *et al.*, « Design and realization of flexible very large mode area pixelated Bragg fibers », *Opt. Lett.*, vol. 40, n° 3, p. 363, févr. 2015.

[17] A. Desfarges-Berthelemot *et al.*, « Coherent combining of fibre lasers », *Comptes Rendus Phys.*, vol. 7, n° 2, p. 244-253, mars 2006.

[18] T. Y. Fan, « Laser beam combining for high-power, high-radiance sources », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 11, n° 3, p. 567-577, mai 2005.

[19] T. J. Wagner, « Fiber laser beam combining and power scaling progress: Air Force Research Laboratory Laser Division », in *Proc. of SPIE*, 2012, vol. 8237, p. 823718.

[20] Z. Liu, P. Zhou, X. Xu, X. Wang, et Y. Ma, « Coherent beam combining of high power fiber lasers: Progress and prospect », *Sci. China Technol. Sci.*, vol. 56, n° 7, p. 1597-1606, juill. 2013.

[21] M. Hanna, F. Guichard, Y. Zaouter, D. N. Papadopoulos, F. Druon, et P. Georges, « Coherent combination of ultrafast fiber amplifiers », *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 49, n° 6, p. 062004, mars 2016.

[22] J. W. Nicholson, « High-peak-power pulse amplification in higher-order mode fibers », *SPIE Newsroom*, oct. 2015.

[23] C. Wirth *et al.*, « 2 kW incoherent beam combining of four narrow-linewidth photonic crystal fiber amplifiers », *Opt. Express*, vol. 17, n° 3, p. 1178–1183, 2009.

[24] S. Zhou, F. W. Wise, et D. G. Ouzounov, « Divided-pulse amplification of ultrashort pulses », *Opt. Lett.*, vol. 32, n° 7, p. 871–873, 2007.
[25] Y. Zaouter *et al.*, « Femtosecond fiber chirped-and divided-pulse amplification system », *Opt. Lett.*, vol. 38, n° 2, p. 106–108, 2013.
[26] F. Guichard *et al.*, « High-energy chirped- and divided-pulse Sagnac femtosecond fiber amplifier », *Opt. Lett.*, vol. 40, n° 1, p. 89, janv. 2015.
[27] P. Rigaud, « Amplification fibrée multivoie avec décomposition spectrale pour la synthèse d'impulsions femtosecondes », Thèse, Laboratore Xlim, 2015.
[28] P. Rigaud *et al.*, « Spatially dispersive amplification in a 12-core fiber and femtosecond pulse synthesis by coherent spectral combining », *Opt. Express*, vol. 21, n° 11, p. 13555, juin 2013.
[29] R. Uberna, A. Bratcher, et B. G. Tiemann, « Coherent polarization beam combination », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 46, n° 8, p. 1191–1196, 2010.
[30] G. D. Goodno, S. McNaught, J. Rothenberg, P. Thielen, et M. Wacks, « Diffractive coherent combining of> kW fibers », in *CLEO: Science and Innovations*, 2014.
[31] T. M. Shay *et al.*, « High-power phase locking of a fiber amplifier array », in *Proc. of SPIE*, 2009, vol. 7195, p. 71951M.
[32] C. X. Yu *et al.*, « Coherent combining of a 4 kW, eight-element fiber amplifier array », *Opt. Lett.*, vol. 36, n° 14, p. 2686–2688, 2011.
[33] L. Michaille *et al.*, « Phase locking and supermode selection in multicore photonic crystal fiber lasers with a large doped area », *Opt. Lett.*, vol. 30, n° 13, p. 1668–1670, 2005.
[34] J. Lhermite, « Auto-synchronisation et combinaison cohérente de laser à fibre », Thèse, Université de Limoges, 2008.
[35] D. Sabourdy *et al.*, « Power scaling of fibre lasers with all-fibre interferometric cavity », *Electron. Lett.*, vol. 38, n° 14, p. 692-693, juill. 2002.
[36] G. D. Goodno, « Perturbative analysis of coherent combining efficiency with mismatched lasers », *Appl. Opt.*, vol. 18, n° 24, p. 25403–25415, 2010.
[37] C. D. Nabors, « Effects of phase errors on coherent emitter arrays », *Appl. Opt.*, vol. 33, n° 12, p. 2284–2289, 1994.
[38] J. Le Dortz *et al.*, « Coherent beam combining of 19 fibers in femtosecond regime », in *CLEO: Science and Innovations*, 2016, p. STu1M–1.
[39] L. P. Ramirez *et al.*, « Coherent beam combining with an ultrafast multicore Yb-doped fiber amplifier », *Opt. Express*, vol. 23, n° 5, p. 5406, mars 2015.
[40] C. Bellanger, « Techniques collectives pour la recombinaison cohérente d'un grand nombre de fibres laser », Thèse, Université Paris Sud-Paris XI, 2010.
[41] G. Mourou, B. Brocklesby, T. Tajima, et J. Limpert, « The future is fibre accelerators », *Nat. Photonics*, vol. 7, n° 4, p. 258–261, 2013.
[42] W. S. Brocklesby *et al.*, « ICAN as a new laser paradigm for high energy, high average power femtosecond pulses », *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, vol. 223, n° 6, p. 1189-1195, mai 2014.
[43] L. Lombard, G. Canat, A. Durecu, et P. Bourdon, « Coherent beam combining performance in harsh environment », in *Proc. of SPIE*, 2014, vol. 8961, p. 896107.
[44] J. R. Andrews, « Interferometric power amplifiers », *Opt. Lett.*, vol. 14, n° 1, p. 33–35, 1989.
[45] 董洪成 Hongcheng Dong *et al.*, « Coaxial combination of coherent laser beams », *Chin. Opt. Lett.*, vol. 7, n° 11, p. 1012-1014, 2009.
[46] P. A. Thielen *et al.*, « Two-dimensional diffractive coherent combining of 15 fiber amplifiers into a 600 W beam », *Opt. Lett.*, vol. 37, n° 18, p. 3741–3743, 2012.
[47] S. M. Redmond *et al.*, « Diffractive coherent combining of a 2.5 kW fiber laser array into a 1.9 kW Gaussian beam », *Opt. Lett.*, vol. 37, n° 14, p. 2832–2834, 2012.

[48] E. C. Cheung *et al.*, « Diffractive-optics-based beam combination of a phase-locked fiber laser array », *Opt. Lett.*, vol. 33, n° 4, p. 354–356, 2008.
[49] M. Wrage, P. Glas, et M. Leitner, « Combined phase locking and beam shaping of a multicore fiber laser by structured mirrors », *Opt. Lett.*, vol. 26, n° 13, p. 980–982, 2001.
[50] A. Brignon, *Coherent Laser Beam Combining*. Wiley-VCH, 2011.
[51] J. Anderegg *et al.*, « Coherently coupled high-power fiber arrays », in *Proc. of SPIE*, 2006, vol. 6102, p. 61020U.
[52] S. J. McNaught *et al.*, « 100-kW coherently combined Nd: YAG MOPA laser array », in *Frontiers in Optics*, 2009, p. FThD2.
[53] M. Antier *et al.*, « kHz closed loop interferometric technique for coherent fiber beam combining », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 20, n° 5, p. 182–187, 2014.
[54] B. Toulon, « La mesure d'amplitudes complexes par interférométrie à décalage multi-latéral », Thèse, Université Paris Sud-Paris XI, 2009.
[55] J. Bourderionnet, C. Bellanger, J. Primot, et A. Brignon, « Collective coherent phase combining of 64 fibers », *Opt. Express*, vol. 19, n° 18, p. 17053–17058, 2011.
[56] P. Zhou *et al.*, « Phase locking of rapidly changing phase fluctuations in a strongly pumped fibre amplifier using stochastic parallel gradient descent », *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 42, n° 195401, 2009.
[57] B. Pulford, « LOCSET phase locking: operation, diagnostics, and applications », Thèse, The university of New Mexico, 2012.
[58] J. Lhermite, E. Suran, V. Kermène, F. Louradour, A. Desfarges-Berthelemot, et A. Barthélémy, « Coherent combining of 49 laser beams from a multiple core optical fiber by a spatial light modulator », *Opt. Express*, vol. 18, n° 5, p. 4783–4789, 2010.
[59] L. Yan, « Improved fast scanning delay line in optical coherence tomography applications utilizing fiber stretcher », *Opt. Eng.*, vol. 47, n° 10, p. 100501, oct. 2008.
[60] W. J. Miniscalco, « Erbium-doped glasses for fiber amplifiers at 1500 nm », *J. Light. Technol.*, vol. 9, n° 2, p. 234–250, 1991.
[61] C. Codemard, C. Farrell, P. Dupriez, V. Philippov, J. K. Sahu, et J. Nilsson, « Millijoule, high-peak power, narrow-linewidth, sub-hundred nanosecond pulsed fibre Master-Oscillator Power-Amplifier at 1.55 µm », *Comptes Rendus Phys.*, vol. 7, n° 2, p. 170-176, mars 2006.
[62] L. V. Kotov *et al.*, « Double-clad large mode area Er-doped fiber for high-energy and high-peak power amplifiers », in *Proc. of SPIE*, 2014, vol. 8961, p. 89611L.
[63] L. V. Kotov *et al.*, « Record-peak-power all-fiber single-frequency 1550 nm laser », *Laser Phys. Lett.*, vol. 11, n° 9, p. 095102, sept. 2014.
[64] W. Renard *et al.*, « High Peak Power Single-Frequency Efficient Erbium-Ytterbium Doped LMA Fiber », in *CLEO: Science and Innovations*, 2015, p. STh4L–6.
[65] G. Canat *et al.*, « Multifilament-core fibers for high energy pulse amplification at 1.5 µm with excellent beam quality », *Opt. Lett.*, vol. 33, n° 22, p. 2701–2703, 2008.
[66] G. Canat *et al.*, « Progress on Pulsed Eyesafe Narrow Linewidth Fiber Lasers for Lidar Applications », in *Advances Solid-State Lasers Congress*, 2013, p. LW2B–2.
[67] J. W. Nicholoson *et al.*, « Polarization maintaining, very-large-mode area, Er fiber amplifier for high energy pulses at 1572.3 nm », *Opt. Express*, vol. 24, p. 19961-19968, 2016.
[68] I. Hartl, A. Marcinkevičius, H. A. McKay, L. Dong, et M. E. Fermann, « Coherent beam combination using multi-core leakage-channel fibers », in *Advanced Solid-State Photonics*, 2009, p. TuA6.
[69] T. Mansuryan *et al.*, « Spatially dispersive scheme for transmission and synthesis of femtosecond pulses through a multicore fiber », *Opt. Express*, vol. 20, n° 22, p. 24769–24777, 2012.
[70] K. S. Abedin *et al.*, « Amplification and noise properties of an erbium-doped multicore fiber amplifier », *Opt. Express*, vol. 19, n° 17, p. 16715–16721, 2011.

[71] K. S. Abedin *et al.*, « Cladding-pumped erbium-doped multicore fiber amplifier », *Opt. Express*, vol. 20, n° 18, p. 20191–20200, 2012.
[72] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*. The McGraw-Hill companies, 1996.
[73] A. Hermerschmidt, S. Osten, S. Krüger, et T. Blümel, « Wave front generation using a phase-only modulating liquid-crystal-based micro-display with HDTV resolution », 2007, p. 65840E.
[74] J. García-Márquez, V. López, A. González-Vega, et E. Noé, « Flicker minimization in an LCoS spatial light modulator », *Opt. Express*, vol. 20, n° 8, p. 8431–8441, 2012.
[75] H. P. Herzig, Éd., *Micro-optics: elements, systems and applications*. London: Taylor & Francis, 1997.
[76] D. C. O'Shea et Society of Photo-optical Instrumentation Engineers, Éd., *Diffractive optics: design, fabrication, and test*. Bellingham, Wash: SPIE Press, 2004.
[77] J. N. Mait, « Understanding diffractive optic design in the scalar domain », *JOSA A*, vol. 12, n° 10, p. 2145–2158, 1995.
[78] M. T. Gale, M. Rossi, H. Schütz, P. Ehbets, P. Herzig, et D. Prongué, « Continuous-relief diffractive optical elements for two dimensional array generation », *OSA*, vol. 32, n° 14, p. 2526-2533, 1993.
[79] S. Osten, S. Krüger, et A. Hermerschmidt, « New HDTV (1920x1080) phase-only SLM », in *Proc. of SPIE*, 2007, vol. 6487, p. 64870X.
[80] M. Paurisse, « Correction active du profil spatial de faisceaux amplifiés dans des fibres multimodes et multi-coeurs », Thèse, Institut d'Optique Graduate School, 2010.
[81] S. Nilsson-Gistvik, *Optical Fiber Theory for Communication Networks*, ERICSSON., 15 vol. Hudiksvall, Sweden, 2002.
[82] L. Lombard *et al.*, « Collective synchronization and phase locking of fs fiber amplifiers: Requirements and potential solutions », *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, vol. 224, n° 13, p. 2557-2566, oct. 2015.
[83] P. Zhou *et al.*, « Coherent Beam Combining of Fiber Amplifiers Using Stochastic Parallel Gradient Descent Algorithm and Its Application », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 15, n° 2, p. 248-256, 2009.
[84] J. R. Fienup, « Iterative method applied to image reconstruction and to computer-generated holograms », *Opt. Eng.*, vol. 19, n° 3, p. 193297–193297, 1980.
[85] J. N. Mait, « Upper bound on the diffraction efficiency of phase-only array generators », *SPIE*, vol. 1555, p. 53-62, 1991.
[86] G. Bloom, « Combinaison cohérente de lasers à cascade quantique », Thèse, Université Paris Sud-Paris XI, 2012.
[87] D. L. Fried, « Branch point problem in adaptive optics », *JOSA A*, vol. 15, n° 10, p. 2759–2768, 1998.
[88] Q. Xiao, H. Ren, X. Chen, P. Yan, et M. Gong, « Tapered Fiber Bundle 7x1 End-Pumping Coupler Capable of High Power CW Operation », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 25, n° 24, p. 2442-2445, déc. 2013.
[89] H. K. Ahn et H. J. Kong, « Cascaded multi-dithering theory for coherent beam combining of multiplexed beam elements », *Opt. Express*, vol. 23, n° 9, p. 12407, mai 2015.
[90] H. kyung Ahn et H. J. Kong, « Feasibility of cascaded multi-dithering technique for coherent addition of a large number of beam elements », *Appl. Opt.*, vol. 55, n° 15, p. 4101, mai 2016.

Table des illustrations

Figure 1.1 Photographie d'un avion et de ses deux tourbillons de sillage crées par la différence de pression entre le dessus et le dessous des ailes. 11
Figure 1.2 Schéma de principe d'un Lidar Doppler cohérent et représentation de la vitesse radiale mesurée comparée à la vitesse des aérosols 12
Figure 1.3 (a) Photo du site d'Angkor (en haut) et scan Lidar associé en bas (b) Champ de vitesse avec suivi des tourbillons de sillage (c) Mesure de l'épaisseur de végétation ou de la hauteur de canopée..... 13
Figure 1.4 Schéma de principe d'une source MOPA fibrée..... 14
Figure 1.5 Schéma d'une fibre monomode standard avec visualisation du cœur, de la gaine optique et du revêtement de protection. 16
Figure 1.6 (a) Représentation de l'ouverture numérique d'une fibre (b) Schéma d'une fibre classique avec la représentation du saut d'indice entre le cœur et la gaine 16
Figure 1.7 Représentation des 4 premiers modes de propagation, le mode fondamental correspond au LP01 (http://www.lightwaveonline.com/articles/print/volume-31/issue-6/features/the-fifth-dimension.html) 17
Figure 1.8 Schéma de fibres à double gaines pour différentes formes de gaines (zones en gris clair) maximisant le recouvrement de la pompe sur la zone dopée (le cœur en bleu). RP photonics 18
Figure 1.9 Schéma de principe d'une fibre double gaine et des sauts d'indices entres les différentes couches..... 18
Figure 1.10 Schéma de la diffusion d'une onde optique par une onde acoustique 20
Figure 1.11 Schéma du processus de diffusion stimulée par les interférences entre l'onde pompe et l'onde stokes renforçant l'onde acoustique (qui elle-même diffuse l'onde pompe). 21
Figure 1.12 Représentation du spectre de la diffusion Brillouin dans une fibre standard, pour une onde pompe émise à 1550 nm 22
Figure 1.13 Représentation des niveaux d'énergies lors du processus de diffusion Raman (Stokes et anti-Stokes). 23
Figure 1.14 Visualisation de la première fibre PCF au microscope électronique à balayage [6] on remarque au centre de la fibre le trou d'air remplacé par un capillaire de silice pour former le cœur..... 26
Figure 1.15 Schéma d'une fibre microstructurée en gris les trous d'air de diamètre *d* et espacé d'une distance *Λ*. 27
Figure 1.16 (a) visualisation d'une fibre PCF avec au centre le cœur dopé Yb^{3+}, autour les microstructures constituées des trous d'air et l'anneau fait de trous d'air constitue l'air clad pour le guidage de la pompe. (b) Visualisation du champ proche fondamental en sortie de fibre [8] 27
Figure 1.17 (a) Photo d'une face de la LPF avec le cœur en vert au niveau du défaut de la structure périodique et un air clad tout autour (b) visualisation expérimentale du profil du mode fondamental [10] 28
Figure 1.18 Etude des pertes par propagation pour différents modes dans une fibre LPF [11]..... 28
Figure 1.19 (a) Représentation de l'indice en fonction de la distance radiale de la fibre. Dd : zone dopée Yb3+, D : diamètre du cœur, les zones de haute indice correspondent aux inclusions visible en blanc sur la photo à côté. (b) Face de la fibre décrite précédemment 29

Figure 1.20 (a) Visualisation de la face d'une fibre de Bragg pixélisée monomode sur 700 nm dont le cœur possède un diamètre de 48.5 µm (les points blancs correspondent aux barreaux de Germanium). (b) Calcul des pertes subit par les modes d'ordres supérieurs comparées au mode fondamental [16]..... 30
Figure 1.21 Schéma de principe de combinaison spectrale extra-cavité, avec la source (1), les deux étages de préamplification (2-3), l'amplificateur de puissance (4), un miroir (5), et le réseau (6) [23] 31
Figure 1.22 Schéma de principe de la combinaison cohérente temporelle..... 32
Figure 1.23 Schéma de principe de la combinaison cohérente spectrale. [27] 33
Figure 1.24 Schéma de principe de la combinaison cohérente de faisceaux 34
Figure 1.25 Combinaison cohérente intra-cavité [35] de 2 fibres dopées erbium en configuration Michelson 35
Figure 1.26 Combinaison cohérente passive dans un interféromètre de Sagnac sur un système MOPA .. 35
Figure 1.27 Schéma de principe de la différence de phase entre deux impulsions issues de deux voies distinctes. 36
Figure 1.28 Arrangement de la pupille en champ proche (a) et le champ lointain associé lorsque les voies sont déphasées (b) et en phase (c). 36
Figure 1.29 Tolérances spatiales et spectrales d'alignement et d'uniformité pour la combinaison de faisceaux gaussiens [36]. 37
Figure 1.30 Schéma de la configuration en remplissage de pupille..... 38
Figure 1.31 Représentation du remplissage de la pupille pour accroitre l'efficacité de combinaison (plus les émetteurs sont distants les uns des autres, moins il y aura d'énergie dans le faisceau central)..... 39
Figure 1.32 Représentation des différentes architectures de recombinaison par superposition de faisceaux (a) par séparateur de faisceau, (b) par état de polarisation, (c) à l'aide de coupleurs optiques, (d) par diffraction en utilisant un DOE 40
Figure 1.33 Schéma du principe de la mesure de phase par détection hétérodyne [50]..... 41
Figure 1.34 (a) Schéma de principe de mesure de phase par interférométrie de frange (b) deux figures d'interférences décalées de $\Delta\phi$ 42
Figure 1.35 Schéma de principe de la mesure de phase par décalage quadrilatéral, l'image de gauche correspond à la figure d'interférence permettant la mesure relative des phases entre les canaux [54]... 43
Figure 1.36 Mesure expérimentale de l'intensité combinée par mise en phase avec la technique LOCSET en champ lointain de 32 émetteurs [57]..... 44
Figure 1.37 Modulateur de phase fibré (**https://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=3918**) 44
Figure 1.38 Représentation schématique d'un modulateur de phase piézo-électrique [59]..... 45
Figure 1.39 Schéma d'un miroir déformable appliquant uniquement des mouvements de pistons pouvant appliquer un retard de phase..... 45
Figure 1.40 Schéma de principe de la mise en phase par un miroir déformable 46
Figure 1.41 Schéma d'un SLM agissant sur la phase fonctionnant en réflexion permettant d'induire un retard de phase à une partie du faisceau incident..... 47
Figure 1.42 Sections efficaces d'absorption (a) et d'émission (b) en fonction de la matrice utilisée..... 49
Figure 1.43 Représentation du processus d'émission stimulée (a) et d'émission spontanée (b) pour un ion erbium 50
Figure 1.44 Sections efficaces de l'ion erbium dans une matrice aluminosilicate ($AlSiO_2$) 51

Figure 1.45 Schéma de principe du montage expérimental (a) et données expérimentales recueillies (impulsion temporelle et énergie de sortie ou puissance crête de sortie en fonction de la puissance de pompe absorbée).(b)..... 52
Figure 1.46 Schéma de principe du système MOPA pour l'amplification de forte puissance crête..... 53
Figure 1.47 (a) Mode fondamental calculé en rouge à partir du profil d'indice en noir. (b) Champ proche expérimental en sortie de fibre et (c) face de la fibre utilisé dans le dernier étage pour l'amplification de puissance [61]..... 53
Figure 1.48 Schéma de principe du système MOPA [62] 54
Figure 1.49 Face de la fibre multifilament en configuration PANDA [64], [65] 54
Figure 1.50 Face de la fibre VLMA dopée erbium (a) et mesure de M² en sortie de fibre avec une visualisation du champ proche [66] 55
Figure 1.51 Schéma de principe de l'amplification dans la fibre HOM [22]..... 55
Figure 1.52 Schéma de principe du laser Q-switch et du signal amplifié par le système MOPA..... 56
Figure 1.53 Figure 53Figure de mérite de l'Etat de l'art présenté précédemment représentant la puissance crête en fonction de la puissance moyenne..... 56
Figure 2.1 Photographie de face de la fibres multicoeurs à gauche, et champ lointain associé lorsque les phases sont verrouillées (a) expérimentalement et (b) numériquement [33]. 59
Figure 2.2 Photos des faces de fibres multicoeurs (a) contenant 7 cœurs dopés Yb, un air clad et 10 barreaux de bores pour la polarisation [39] (b) 49 cœurs passifs formant un carré [58] (c) 19 cœurs passifs répartis hexagonalement [68] 60
Figure 2.3 Schéma de principe de la synthèse spectrale d'impulsions femtosecondes [68]..... 60
Figure 2.4 Montage expérimental pour l'amplification de canaux par SDM [69]..... 61
Figure 2.5 Représentation des différents processus pour la conception de la fibre multicoeurs par assemblage étirage, de l'agencement des capillaires sur un tracteur jusqu'à la préforme secondaire, qui sera ensuite fibrée pour former la fibre multicoeurs..... 62
Figure 2.6 Photo de la face de la fibre multicoeurs, les 7 cœurs dopés erbium sont entourés de cercles rouges et les barreaux de maintien de polarisation sont entourés en cercles bleus. 62
Figure 2.7 Représentation d'un cristal composant le SLM représenté sur l'ellipsoïde des indices..... 65
Figure 2.8 Représentation de différents agencements possibles des cristaux liquides dans une matrice [71] 66
Figure 2.9 Représentation d'un DOE au motif périodique pour la séparation de faisceaux (a) ainsi que pour la combinaison (b) 69
Figure 2.10 Représentation d'un profil de phase de DOE assurant la séparation 1 vers 9 faisceaux pour un profil à 8 niveaux (a) et pour un profil continu (b)..... 71
Figure 2.11 Représentation d'un profil de phase binaire (type Damman) assurant la séparation 1 vers 9 avec une efficacité de diffraction de 75%. 71
Figure 3.1 Montage expérimental de combinaison cohérente dans la fibre multicoeurs dopée erbium .. 74
Figure 3.2 Brique du montage expérimental détaillé dans la partie suivante 75
Figure 3.3 Notation des 4 fibres tirées en fonctions de leurs positions sur la préforme..... 75
Figure 3.4 Visualisation des faces d'entrées et de sorties des deux fibres (TB93A et TB93D)..... 76
Figure 3.5 Tracé du profil d'indice d'un cœur de la fibre (donnée fabriquant). L'indice de la silice pur est ramené à zéro pour faciliter la lecture de la différence d'indice entre le cœur et la gaine. 77

Figure 3.6 Illustration du facteur de remplissage pour une matrice commandée électroniquement 78
Figure 3.7 Schéma de principe de la mesure de reflectivité du SLM 78
Figure 3.8 Schéma de principe pour le réglage de l'état de polarisation du faisceau, la mesure est faite par ellipticité optique 79
Figure 3.9 L'ellipticité optique, en fonction de l'orientation de la lame demi-onde pour le réglage de la polarisation..... 80
Figure 3.10 Schéma de principe de la mesure de l'efficacité de diffraction du SLM 80
Figure 3.11 Schéma de principe de l'injection du faisceau gaussien dans les cœurs de la fibre par diffraction de phase 82
Figure 3.12 Principe d'optimisation de la carte de phase 83
Figure 3.13 Simulation du profil d'intensité après mise en forme par diffraction (a) avec le motif de phase présenté en (b) 83
Figure 3.14 Analyse des cartes de phase simulées en fonction des phases appliquées en entrée (a), de l'uniformité (b), de l'efficacité de diffraction (c) des erreurs des mesures des phases modulo 2π (d) et du temps de calcul (e) 84
Figure 3.15 Variation de la puissance de l'ordre 0 du SLM en fonction du temps pour la séquence d'adressage 22-6 (a) et pour la séquence 5-5 (b) [72]. 86
Figure 3.16 Schéma de principe pour la mesure du déphasage entre deux voies par interférométrie de frange [72], [78]..... 88
Figure 3.17 (a) Courbe Gamma linéaire, (b) décalage des franges en fonction du niveau de gris appliqué, (c) déphasage mesuré 88
Figure 3.18 (a) Courbe Gamma, (b) décalage des franges en fonction du niveau de gris appliqué, (c) déphasage mesuré 89
Figure 3.19 Efficacité de diffraction du SLM dans l'ordre +1 en fonction de la puissance incidente en régime continu (a) et impulsionnel (b)..... 91
Figure 3.20 Efficacité de diffraction du SLM en fonction du temps pour les deux régimes (continu et impulsionnel)..... 91
Figure 3.21 Schéma de principe utilisé pour l'injection de la pompe ou du signal dans les sept cœurs de la fibre 93
Figure 3.22 Schéma de principe pour la mesure de l'efficacité du diffraction du DOE (a) et profil d'intensité enregistré par le capteur CCD (b)..... 94
Figure 3.23 Profil d'intensité d'un faisceau gaussien diffracté par le DOE (a) et schéma de principe pour la mesure des angles de diffraction (b)..... 96
Figure 3.24 Representation du motif de phase du DOE pour la mesure de la périodicité 97
Figure 3.25 Représentation de la transformée de Fourier du motif du DOE 98
Figure 3.26 Représentations schématiques des solutions envisagées pour l'injection de la pompe et la recombinaison du signal en sortie de fibre multicoeurs. (a) utilisation d'un DOE par voie et une lentille, (b) utilisation d'une lentille par voie et deux fois le même DOE, (c) utilisation d'une lentille et DOE commun aux deux voies..... 100
Figure 3.27 (a) Simulation de l'efficacité de combinaison du signal et de l'injection de la pompe dans les cœurs périphériques en fonction de la longueur focale de lentille en sortie d'amplificateur. (b) Simulation

de puissance recombinée en sortie en fonction de la longueur focale de la lentille en sortie d'amplificateur. 102
Figure 3.28 Schéma de principe des répliques créées par le DOE pour le signal issu du cœur n°3 et déphasage entre les répliques créées. 103
Figure 3.29 Profil d'intensité simulé lorsque les faisceaux à combiner sont parfaitement superposés (a) et schéma de principe de la superposition des faisceaux entre-eux (b) 103
Figure 3.30 Montage expérimental utilisé pour la combinaison cohérente 105
Figure 3.31 Courbe d'atténuation dans les fibres optiques en verre de type SMF 28 [80] 105
Figure 3.32 Spectre de la source ASE 106
Figure 3.33 Schéma de principe de la mesure d'absorption dans la fibre multicoeurs en utilisant une source ASE 107
Figure 3.34 Spectre d'absorption mesuré par le Phlam (courbe en bleue) et par l'ONERA (courbe en noir) 107
Figure 3.35 Schéma de principe de la mesure d'absorption à la longueur d'onde signal et pompe dans 50 cm de la fibre multicoeurs 108
Figure 3.36 Absorption mesurée et simulée à la longueur du signal 1545 nm (a) et de la pompe 1480 nm (b) 108
Figure 3.37 Schéma de principe d'amplification d'un cœur de la fibre multicoeurs par un pompage co-propageant 110
Figure 3.38 Puissance de signal en sortie en fonction de la puissance de pompe couplée dans le cœur en régime petit signal et spectre associé, mesuré au maximum de puissance signal en sortie 111
Figure 3.39 Puissance de signal en sortie en fonction de la puissance de pompe couplée dans le cœur en régime saturé et spectre associé, mesuré au point maximum de puissance de pompe couplée dans la fibre. 111
Figure 3.40 Schéma de principe d'amplification dans un cœur de la fibre multicoeurs avec un pompage contra-propageant 112
Figure 3.41 Puissance de signal en sortie en fonction de la puissance de pompe couplée dans le cœur en régime petit signal et spectre associé, mesuré au maximum de puissance signal en sortie 113
Figure 3.42 Puissance de signal en sortie en fonction de la puissance de pompe couplée dans le cœur en régime saturé et spectre associé, mesuré au maximum de puissance signal en sortie 113
Figure 3.43 Impulsion temporelle en sortie de MAO (a) et en sortie de préamplificateur (b) 114
Figure 3.44 (a) Impulsion temporelle en sortie de fibre multicoeurs (b) Impulsion temporelle en sortie de fibre multicoeurs lorsque le seuil d'apparition de la diffusion Brillouin est atteint 116
Figure 3.45 Schéma de principe de la mesure de phase par detection IQ. 117
Figure 3.46 Bruit de phase de l'amplificateur à fibre multicoeurs mesuré entre 2 cœurs. 117
Figure 3.47 Densité spectrale de puissance calculée à partir du bruit de phase de l'amplificateur à fibre multicoeurs 118
Figure 3.48 (a) Fonction de transfert d'un filtre passe haut représentatif d'un contrôleur PI parfait à la fréquence de coupure de 1 Hz (b) Simulation du bruit de phase résiduelle en fonction de la fréquence de coupure du système d'asservissement 119
Figure 3.49 Schéma de principe d'une itération SPGD du montage expérimental lorsque les voies sont déphasées (a) et en phase (b) 120

Figure 3.50 Fonction d'optimisation du système SPGD pour différents pas de perturbations de phases obtenues à la longueur d'onde de 1064 nm 121
Figure 3.51 Fonctions d'optimisation du système SPGD pour différents pas de perturbation de phase avec une variation brutale des phases au démarrage pour éviter les minima locaux obtenus à la longueur d'onde de 1064 nm 122
Figure 3.52 Fonction d'optimisation du système SPGD obtenue avec un pas de π/30 au maximum de la puissance de pompe obtenue à la longueur d'onde de 1545 nm..... 123
Figure 3.53 Fonction d'optimisation du système SPGD avec un pas de π/30 au maximum de la puissance de pompe obtenue à la longueur d'onde de 1545 nm, avec l'application d'un filtre passe bas sur le signal renvoyé par le détecteur..... 124
Figure 3.54 Profil d'intensité des faisceaux combinés par le DOE en boucle fermée (a) et schéma de la superposition des faisceaux lorsqu'il y a un mauvais recouvrement des faisceaux entre-eux (b)..... 125
Figure 3.55 Spectre du signal recombiné mesuré expérimentalement en boucle fermée. 126
Figure 3.56 Mesure de la qualité de faisceau (M^2) après recombinaison derrière le DOE en boucle fermée 127
Figure 3.57 Simulation du champ proche théorique et de l'évolution du champ par propagation de ce dernier le long de l'axe optique, jusqu'au champ lointain..... 128
Figure 3.58 Schéma de principe de la formation des franges d'interférences entre deux voies (la voie centrale n°1 et une voie périphérique n°5) de la fibre multicoeurs en évitant des interférences à trois ondes avec la voie n°4 et la voie n°6 (le pitch représente l'écart entre le cœur central et les cœurs périphériques de la fibre multicoeurs)..... 128
Figure 3.59 (a) Représentation schématique du décalage des franges induit par les fluctuations des phases. (b) Profil d'intensité expérimental du champ intermédiaire avec les six zones d'interférences à deux ondes entre le faisceau central et les faisceaux périphériques. 129
Figure 3.60 Mesure des phases sur des interferogrammes simulés représentant le champ intermédiaire avec des zones d'interférences à deux ondes représentées par les croix et les consignes des variations de phases imposées lors de la création des interférogrammes (en trait plein). La phase numéro 5 n,'apparait pas car elle correspond au faisceau central nous servant de référence..... 130
Figure 3.61 Erreurs entre les phases mesurées sur des interferogrammes simulés et les phases de consignes imposées..... 130
Figure 3.62 Mesure des phases sur des interferogrammes simulés (en croix) et consignes des variations de phases imposées lors de la création des interférogrammes (en trait plein) (a). Erreurs entre les phases mesurées sur des interferogrammes simulés et les phases de consignes imposées (b). 131
Figure 3.63 Schéma de sortie de fibre multicoeur avec la mesure de phase résiduelle en champ intermédiaire et le système d'asservissement SPGD pour fermer la boucle..... 132
Figure 3.64 Schéma de principe du dispositif de la plaque à trous..... 133
Figure 3.65 Représentation des zones d'interférences dans le plan du capteur CCD 133
Figure 4.1 Schéma de principe de l'algorithme unidirectionnel utilisé pour l'optimisation de profil de DOE 138
Figure 4.2 Représentation de profils de phase 2D de DOE pour réaliser des motifs 1 vers 7 faisceaux répartis hexagonalement et 1 vers 9 faisceaux répartis en carré..... 140

Figure 4.3 Profil de phase 2D de DOE pour réaliser des motifs 1 vers 7 faisceaux répartis hexagonalement qui ne présente pas de discontinuité de phase. 141
Figure 4.4 Représentation de profils de phase 1D de DOE pour réaliser des motifs 1 vers 9 faisceaux et 1 vers 11 faisceaux répartis en ligne. 142
Figure 4.5 Lithographie par écriture directe avec un faisceau d'ions ou par exposition laser [75]. 144
Figure 4.6 Illustration de la technique de conception de DOE par ablation Laser (http://www.powerphotonic.com/design-services/technology/laser-ablation-processing-lap) 145
Figure 4.7 Amplitude du champ complexe dans le plan du DOE à gauche et profil de phase associé à droite 145
Figure 4.8 Simulation de la puissance crête extraite en fonction de la longueur de la fibre, de son diamètre de mode et de la puissance de pompe initiale et les puissances seuils Brillouin associées pour les deux cas de diamètre de mode. 148
Figure 4.9 Simulation du champ intermédiaire (défocalisé de 0,6 mm) en configuration 9 cœurs, les franges d'interférences traduisent le déphasage entre les voies. 149
Figure 4.10 Simulation d'amplification dans une fibre codopée erbium ytterbium pompée contrapropagativement et les puissances seuils Brillouin associées. 150
Figure A.1 Schéma des pertes par désalignement : (a) espacement, (b) excentrement, (c) désalignement angulaire, (d) fibres de diamètres de modes différents. 157
Figure A.2 Représentation des pertes d'alignement, par espacement (a), par excentrement (b) et par désalignement angulaire (c), calculé pour un diamètre de mode de 15,5 µm, un indice du verre de 1,45 à la longueur de 1545 nm. Pertes dues à des diamètres de modes différents (d) 157

Liste des publications relatives à ce manuscrit

Article

F. Prévost, L. Lombard, J. Primôt, L.P. Ramirez, M. Hanna, L. Bigot and G. Bouwmans. *Coherent beam combining of a narrow linewidth long pulse Er3+ doped multicore fiber amplifier,* Optics Express, soumis en Novembre 2016.

Conférences

F. Prévost, L. Lombard, M. Hanna, L.P. Ramirez, L. Bigot and G. Bouwmans. *Coherent beam combining in Er3+ doped multicore fiber with 1480 nm core pumping.* CLEO US (juin 2016) – conférence orale.

F. Prévost, M. Hanna, L.P. Ramirez, G. Bouwmans, L. Bigot and L. Lombard. *Combinaison cohérente dans une fibre multicoeurs dopée Er3+.* Journées Nationales d'Optiques Guidée, Bordeaux, France (juillet 2016) – conférence orale.

université PARIS-SACLAY | ÉCOLE DOCTORALE Ondes et Matière (EDOM)

Titre : Combinaison cohérente dans une fibre multicœurs pour des applications Lidar

Mots clés : Fibre multicœurs Er3+, Amplification Laser, Diffraction, Diffusion Brillouin Modulateur Spatial de lumière, Combinaison cohérente

Résumé : Les Lidars cohérents permettent de mesurer la vitesse du vent à grande distance, en se basant sur le décalage en fréquence Doppler induit par la réflexion des aérosols. Le Lidar vent est composé d'un système MOPFA (Master Oscillator Power Fiber Amplifier), contenant un oscillateur continu, un modulateur d'intensité, et un amplificateur fibré. L'objectif principal de cette thèse est la réalisation d'un MOPFA pulsé de forte puissance crête à sécurité oculaire, en utilisant une fibre multicoeurs dopée erbium. L'impulsion mono-fréquence dans les fibres est limitée par les effets non-linéaire du au confinement du faisceau dans le cœur. Les fibres multicoeurs peuvent être vues comme des fibres à larges cœur. L'impulsion à amplifier est divisée et injectée dans tous les cœurs de la fibre amplificatrice à l'aide d'un modulateur spatial de lumière (SLM). A la sortie, les impulsions amplifiées sont recombinées par un élément optique de diffraction (EOD). La combinaison cohérente en sortie requière un contrôle indépendant des phases à l'injection qui est asservit par un algorithme basé sur la puissance de l'ordre zéro de l'EOD. La puissance crête après combinaison est alors la somme des puissances crêtes atteintes dans chacun des cœurs.

Title : Coherent combining in multicore fiber for LIDAR applications

Keywords : Er3+ multicore fiber, Laser amplification, Diffraction, Brillouin scattering, Spatial light modulator, Coherent combining

Abstract : Coherent Lidars can measure wind speed at long distance, using the Doppler frequency shift induced by the movement of the back reflecting aerosols. Wind Lidars usually include a MOPFA (Master Oscillator Power Fiber Amplifier) made of a continuous oscillator, an intensity modulator and a fiber amplifier. The main objective of this thesis is the realization of an eye-safe, high peak power, pulsed MOPFA using an erbium-doped multicore fiber. Single frequency pulse amplification in fibers is limited by nonlinear effects due to tight beam confinement in the core. Multicore fibers can be seen as a very large core fiber, thus mitigating the nonlinear effects. The pulse to be amplified is divided and injected into all cores of the amplifying fiber using a spatial light modulator (SLM). The amplified output pulses are then recombined at the fiber output by a diffractive optical element (DOE). The coherent combination at fiber output requires independent control of phases at injection provided by a feedback loop based on the DOE zero order power. The peak power after combination is the sum of the peak powers reached in each of the cores.