

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Science et Ingénierie pour l'Information

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

XLIM – Département Photonique

Année : 2011

Thèse N° 7-2011

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline : "Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique"

présentée et soutenue par

Julien GUILLOT

le 18 mars 2011

Laser à fibres auto-organisé à faisceaux multiples couplés

Thèse dirigée par Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT
co-dirigée par Alain BARTHELEMY et Vincent KERMENE

JURY :

Rapporteurs :

Willy Bohn : Professeur Docteur, BohnLaser Consult, Stuttgart
Kamel Aït-Ameur : Professeur, CIMAP, CNRS, ENSICAEN

Examineurs :

Louis Cabaret : Ingénieur de Recherche CNRS, Laboratoire Aimé Cotton,
Agnès Desfarges-Berthelemot : Professeur, Xlim, CNRS, Université de Limoges
Alain Barthélémy : Directeur de Recherche, Xlim, CNRS
David Sabourdy : Ingénieur, société CILAS, Orléans

Table des matières

Introduction générale	9
Chapitre I. Sources lasers à fibre de haute luminance énergétique : combinaison de faisceaux	19
I. Introduction	21
II. Montée en puissance des lasers à fibre en régime continu	23
II.1. La fibre double gaine	23
II.2. Les limitations à la montée en puissance des lasers à fibre	23
II.2.1. Les effets non linéaires dans les fibres optiques en régime continu	24
II.2.1.1. La diffusion Raman stimulée	24
II.2.1.2. La diffusion Brillouin stimulée	25
II.2.2. Les limitations thermiques dans les fibres optiques	26
II.2.2.1. Fracture thermique	26
II.2.2.2. Fusion du cœur	27
II.2.2.3. Lentille thermique	27
II.2.3. Le claquage diélectrique dans les fibres optiques	28
II.2.4. Influence des phénomènes limitant la puissance maximale accessible par un laser à fibre en régime continu	28
II.3. Les fibres à large aire modale	30
II.3.1. Les fibres LMA à saut d'indice	30
II.3.2. Les fibres LMA microstructurées	32
III. La combinaison de lasers à fibre	35
III.1. La combinaison incohérente de lasers à fibre	36
III.1.1. La superposition de faisceaux	36
III.1.2. La combinaison spectrale	37
III.2. La combinaison cohérente de lasers à fibre	40
III.2.1. Combinaison cohérente par voie active	42
III.2.1.1. Analyse des phases par marquage optique	43
III.2.1.2. Analyse des phases par marquage fréquentiel	45
III.2.1.3. Analyse des phases par diffusion itérative d'erreurs	47
III.2.1.4. Autres dispositifs d'analyse des phases	48
III.2.2. Combinaison cohérente de lasers à fibre par voie passive	49
III.2.2.1. Mise en phase par filtrage spectral	49
III.2.2.2. Mise en phase par injection mutuelle	52
III.2.3. Mise en phase par filtrage spatial	53
III.2.3.1. Cavité à transformation de Fourier	53
III.2.3.2. Mise en phase par filtrage pupillaire simple dans une cavité à TF	55
IV. Conclusion	58
Bibliographie	61

Chapitre II. Combinaison cohérente de lasers à fibre par filtrage spatial intracavité	69
I. Introduction	71
II. Principe de fonctionnement	73
III. Caractérisation spatiale de l'émission laser	75
III.1. Définition du champ proche et du champ lointain	75
III.2. Critères de qualité de la combinaison cohérente	78
III.2.1. Le taux de combinaison	78
III.2.2. Le Rapport de Strehl	79
III.2.3. Le rapport K	80
III.2.4. Autres critères d'évaluation	81
III.2.5. Notre critère d'évaluation (η)	82
III.3. Influence du taux de remplissage sur le champ lointain	82
III.4. Influence des désaccords de puissance et de phase sur le champ lointain	84
IV. Etude expérimentale de la montée en puissance dans un laser multi-émetteurs cophasés.	85
IV.1. Mise en phase de 4 amplificateurs à fibre délivrant jusqu'à 10 W chacun avec un pourcentage de puissance réinjectée dans la fibre de collection de l'ordre de 0,5%	86
IV.1.1. Présentation du dispositif expérimental	86
IV.1.1.1. Dispositif d'agencement pupillaire	88
IV.1.2. Analyse spatiale de l'émission laser	89
IV.2. Mise en phase de 4 amplificateurs à fibre délivrant jusqu'à 10 W chacun avec un pourcentage de puissance réinjectée dans la fibre de collection de l'ordre de 1,45%	91
IV.2.1. Dispositif expérimental	91
IV.2.2. Analyse spatiale de l'émission laser	92
IV.2.3. Bilan énergétique	93
IV.3. Mise en phase de 4 amplificateurs à fibre délivrant jusqu'à 50 W chacun	96
IV.3.1. Dispositif expérimental	97
IV.3.1.1. Dispositif d'agencement pupillaire	99
IV.3.2. Résultats expérimentaux	102
IV.3.2.1. Caractérisation spatiale de l'émission laser	102
IV.3.2.2. Bilan énergétique	104
IV.4. Conclusion sur la montée en puissance	105
V. Etude expérimentale de la dynamique d'établissement du cophasage	105
V.1. Impulsion perturbatrice contra-propagative	107
V.1.1. Dispositif expérimental	107
V.1.2. Analyse temporelle du champ lointain	109
V.2. Impulsion perturbatrice co-propagative	110
V.2.1. Dispositif expérimental	110
V.2.2. Analyse résolue en temps du champ lointain	111
V.3. Conclusion	114

VI. Architecture à extraction centrale par polarisation	114
VI.1. Dispositif expérimental	114
VI.2. Résultats expérimentaux	116
VI.2.1. Illustration des contraintes de symétrie	116
VI.2.2. Mise en phase de 4 lasers à fibre	117
VI.3. Conclusion	121
VII. Conclusion	122
<i>Bibliographie</i>	125

Chapitre III. Techniques de mise en phase passive et montée en nombre des émetteurs à cophaser	129
I. Introduction	131
II. Approches analytiques sur l'effet de la montée en nombre des bras amplificateurs dans une configuration laser verrouillée en phase par voie passive	133
III. Etude numérique avec prise en compte du gain des amplificateurs	136
III.1. Description du modèle numérique	137
III.2. Evolution de l'efficacité de combinaison en fonction du nombre d'émetteurs sans prise en compte des non-linéarités	143
III.3. Etude numérique avec prise en compte des non-linéarités de gain	147
IV. Etude expérimentale sur la montée en nombre des émetteurs	149
IV.1. Dispositif expérimental	149
IV.2. Analyse de l'émission laser	152
IV.3. Conclusion	157
V. Nouvelle configuration laser imaginée pour repousser les limites en nombre des techniques de mise en phase par voie passive	158
V.1. Principe d'un système de mise en phase passive par rétroaction multiple	158
V.2. Filtrage par un procédé de contraste de phase conventionnel	159
V.3. Filtrage par un procédé de contraste de phase hybride	161
V.3.1. Etude statistique	164
V.3.2. Illustration numérique du gain en brillance apporté par le système de filtrage par contraste de phase hybride associé au déphasage induit par les non-linéarités de gain	168
VI. Conclusion	171
Bibliographie	173
Conclusion générale	177
Liste des publications	183

Introduction générale

Ces dernières années, la montée en puissance des lasers à fibre a suscité un grand intérêt à la fois dans les domaines de l'industrie et de la défense. En effet, dans le secteur industriel, les sources de puissance sont recherchées notamment pour la découpe, le soudage ou le marquage. Dans le secteur militaire, ces sources sont destinées à la désignation de cibles ou à la réalisation d'armes lasers. L'intérêt porté aux lasers à fibre provient des nombreux avantages liés aux caractéristiques opto-géométriques de la fibre optique, alors utilisée en tant que milieu amplificateur. Ainsi, ces sources bénéficient, entre autres avantages, d'une excellente qualité spatiale du faisceau émis, d'un fort rendement opto/optique et d'une faculté à dissiper efficacement la chaleur. Ces propriétés font des lasers à fibre une technologie très intéressante pour des applications nécessitant des sources de forte brillance. Ainsi, elles sont devenues concurrentielles par rapport à d'autres technologies de laser solide, telles que celles des lasers à disque par exemple. Aujourd'hui de nombreuses recherches visent à augmenter les niveaux de puissance ou d'énergie, selon l'application visée, délivrés par les lasers à fibre. Toutefois, la génération de fortes puissances à partir d'une fibre optique est confrontée à plusieurs limites. Une première limite provient de la brillance des sources de pompage à semi-conducteur et des techniques pour injecter la puissance pompe dans les structures amplificatrices. Une seconde limite, rencontrée plutôt en régime impulsionnel ou avec des sources à spectre étroit, est liée à l'apparition d'effets non linéaires indésirables pouvant entraîner une chute de la puissance émise ainsi qu'une dégradation des caractéristiques spatiale et spectrale de l'émission laser, ou encore conduire à la détérioration de la fibre elle-même.

L'augmentation des niveaux de puissance émis par les lasers à fibre est donc un sujet vaste et complexe. La technique de pompage par la gaine avec des diodes lasers multimodales proposée par *E. Snitzer* en 1988 [1], suivie du développement des fibres à grande aire modale [2] a permis aux lasers à fibre de pénétrer le marché des lasers de puissance. Ainsi, en 2004, le seuil du kilowatt a été franchi par l'*ORC* de l'université de Southampton [3]. Très récemment, en 2009, la société *IPG* a proposé une nouvelle configuration laser permettant de s'affranchir des limitations en brillance des diodes de pompage [4]. Le dernier étage de la chaîne d'amplification est pompé par une source laser ytterbium de très grande brillance à la longueur d'onde de 1018 nm. L'absorption à 1018 nm est un ordre de grandeur plus faible qu'à 980 nm mais la source de pompage est 100 fois plus brillante. Ainsi, 10 kW ont été atteints dans cette configuration. A ces niveaux, bien que la fibre optique présente une surface

d'échange avec l'extérieur importante, la gestion de la thermique devient un problème complexe.

Parallèlement à ces développements, une autre approche est étudiée par de nombreux laboratoires de recherche pour accroître la brillance des sources lasers fibrées, celle de la combinaison de faisceaux. Il s'agit d'amplifier en parallèle et d'additionner les rayonnements de sources de technologie mature pour atteindre les très fortes puissances. Les records actuels en régime continu obtenus avec une voie unique d'amplification laissent penser que c'est plutôt pour les régimes impulsionnels que les techniques de combinaison peuvent apporter une solution à la course à la puissance. En effet, le fort confinement spatio-temporel du champ dans le cœur de la fibre est à l'origine d'effets non linéaires qui brident encore le développement des lasers à fibre de forte énergie.

C'est cette voie de la combinaison de faisceaux qui fait l'objet du travail présenté ici. Parmi les techniques de combinaison de faisceaux, on distingue celles dites incohérentes, de celle dites cohérentes. Les premières consistent à superposer les rayonnements issus de plusieurs sources spectralement distinctes, le faisceau unique obtenu correspond alors à une simple addition des différentes puissances. Les secondes nécessitent la mise en phase (passive ou active) des faisceaux des différentes sources à combiner qui produisent alors le même spectre d'émission.

C'est donc dans ce contexte de la montée en puissance des lasers à fibre que s'inscrivent ces travaux de thèse. La solution que nous avons choisie d'explorer est basée sur une configuration laser à émetteurs multiples, dont les faisceaux sont mis en phase par voie passive en appliquant un filtrage spatial intracavité adapté et en exploitant les propriétés d'auto-organisation des lasers. Ces travaux, ont été réalisés dans le cadre d'une thèse CIFRE avec la société *CILAS* et avec le soutien de la société *ASTRIUM*.

Le premier chapitre de ce manuscrit est dédié à une revue des différentes solutions mises en œuvre pour augmenter les niveaux de puissance générés par les lasers à fibre tout en maintenant la qualité spatiale de l'émission. Après avoir rappelé les principaux phénomènes limitant la montée en puissance des lasers à fibre, je décris les techniques majeures mises en œuvre articulées autour d'une fibre amplificatrice unique pour repousser l'apparition de ces phénomènes et obtenir une émission de forte brillance. La dernière partie de ce chapitre est consacrée aux différentes configurations lasers développées pour combiner les rayonnements de plusieurs lasers à fibre, en distinguant les techniques de combinaison incohérente des

techniques de combinaison cohérente. Dans le cas de la combinaison cohérente, je présente les différents procédés de mise en phase, active et passive.

Le second chapitre a pour objet diverses études expérimentales consacrées à la mise en phase de plusieurs lasers à fibre par filtrage spatial dans une cavité annulaire à transformée de Fourier. Je présente les différents critères qui permettent de juger quantitativement de la qualité du cophasage après avoir décrit le principe de fonctionnement de cette configuration. La suite de ce chapitre est consacrée à des études successives qui concernent : la montée en puissance des sources élémentaires, la dynamique de mise en phase de ces sources et finalement l'exploitation d'une nouvelle architecture linéaire à amplification parallèle dans laquelle l'extraction du flux lumineux est réalisée par polarisation.

Le dernier chapitre est consacré à l'augmentation du nombre de sources élémentaires dans la configuration laser annulaire étudiée. L'objectif de cette étude est de déterminer le nombre maximal de sources élémentaires que la mise en phase par filtrage spatial permet de combiner efficacement. Pour cela, je présente un code numérique modélisant la construction modale dans ce type de source à amplification parallèle. Les efficacités de combinaison calculées sont comparées à celles obtenues expérimentalement avec une source laser comprenant jusqu'à douze émetteurs. Par la suite, je propose une nouvelle architecture laser à amplifications, émissions et contreréactions multiples destinée à augmenter le nombre d'émetteurs que les systèmes de mise en phase passifs sont capables de synchroniser. Je compare les premiers résultats numériques obtenus avec ce nouveau type de configuration à ceux précédemment calculés pour l'architecture laser à contreréaction simple présentée dans le Chapitre II.

Bibliographie

- [1] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tuminelli, and B. C. McCollum, "Double-clad, offset core Nd fiber laser," in *Optical Fiber Sensors*, New Orleans, 1988.
- [2] H. L. Offerhaus, et al., "High-energy single-transverse mode Q-switched fiber laser based on a multimode large-mode-area erbium doped fiber," *Optics Letters*, vol. 23, no. 21, 1998.
- [3] Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, and J. Nilson, "Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power," *Optics Express*, vol. 12, no. 25, 2004.
- [4] O'Connor, M.; IPG Photonics Corp., "Power scaling of SM fiber lasers toward 10 kW," in *Conference on Lasers and Electro-Optics US*, Baltimore, 2009.

Chapitre I.
Sources lasers à fibre de
haute luminance
énergétique : combinaison de
faisceaux

I. Introduction

Ces dernières années, la montée en puissance a été un enjeu à la fois scientifique et industriel important dans le domaine des lasers à fibre.

On désigne par laser à fibre, un laser dont le milieu amplificateur est constitué par une fibre optique, dite « active », dont le cœur est généralement dopé aux ions de terres rares. Le laser à fibre bénéficie ainsi des avantages intrinsèques des fibres optiques, parmi lesquels on peut citer :

- une excellente efficacité de pompage, due au fort taux de recouvrement entre le faisceau pompe et le cœur dopé de la fibre ;
- une bonne qualité spatiale du faisceau émis, liée au régime de propagation guidée ;
- également une capacité à dissiper la chaleur efficacement grâce à un très faible rapport section/volume du guide.

Cependant les caractéristiques opto-géométriques des fibres, responsables des propriétés avantageuses des lasers à fibre, constituent également un frein à la montée en puissance de ce type de source. En effet, le confinement du champ sur une grande longueur de propagation, engendre l'apparition d'effets indésirables, tels que des effets non linéaires ou la détérioration du matériau qui peuvent limiter la puissance générée (baisse du rendement de conversion opto/optique) ou engendrer une dégradation spatiale et spectrale de l'émission laser.

Dans cette course à la puissance, on distingue deux voies de recherche distinctes. La première consiste à modifier les caractéristiques opto-géométriques de la fibre de façon à augmenter sensiblement son aire modale tout en ne guidant que le mode fondamental, ceci dans le but de repousser les seuils d'apparition de ces effets indésirables. La seconde consiste à combiner les rayonnements issus de plusieurs lasers à fibre. Il est également envisageable d'exploiter simultanément ces deux approches.

La première partie de ce chapitre est consacrée aux phénomènes limitant la montée en puissance dans les lasers à fibre. Par la suite, je décris les différents types de fibres

spécifiquement dédiées à la génération de fortes puissances. Ces fibres à large aire modale permettent d'augmenter la taille du mode de propagation tout en conservant une émission spatialement unimodale. Dans cette partie, je distingue les fibres à saut d'indice des fibres microstructurées air/silice.

La deuxième partie est consacrée à la description des différentes techniques de combinaison de faisceaux lasers. Ces techniques consistent à combiner sur cible les rayonnements issus de plusieurs lasers de manière à obtenir un effet comparable à celui d'une source unique de forte brillance. Dans cette partie, on distingue les techniques dites incohérentes de celles dites cohérentes, pour lesquelles les différents faisceaux doivent être verrouillés en phase, que ce soit de manière active ou passive.

II. Montée en puissance des lasers à fibre en régime continu

II.1. La fibre double gaine

Les premiers lasers à fibre étaient basés sur l'utilisation de fibres amplificatrices à gaine unique, pour lesquels des diodes lasers spatialement unimodales pompent directement le cœur dopé de la fibre. Cependant les niveaux de puissance délivrés par ces diodes lasers sont inférieurs au watt, limitant ainsi la puissance délivrée par ce type de fibre amplificatrice. Pour générer des niveaux de puissance plus importants, *E. Snitzer et col.* ont imaginé à la fin des années 80 une structure de fibre à double gaine [1] afin d'utiliser des diodes lasers multimodales dont les niveaux de puissance sont beaucoup plus importants. Dans ce type de fibre, le cœur dopé aux ions de terres rares, dans lequel se propage l'onde signal, est entouré de deux gaines (voir Figure I-1) : une gaine interne qui assure une propagation unimodale du signal dans le cœur et une gaine externe dont l'indice de réfraction plus faible assure une propagation multimodale de l'onde pompe dans l'ensemble cœur/gaine interne. Le rayonnement pompe qui se propage également dans le cœur dopé de la fibre est progressivement absorbé tout au long du guide. Cette configuration nécessite de plus grandes longueurs de fibre qu'avec un pompage cœur, mais elle permet d'atteindre des niveaux de puissance bien supérieurs.

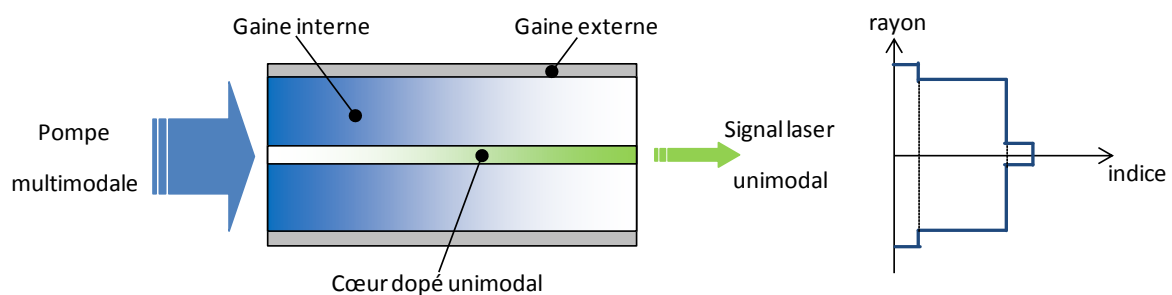


Figure I-1 : Principe du pompage double gaine.

II.2. Les limitations à la montée en puissance des lasers à fibre

L'utilisation des fibres double gaine a permis de franchir un premier palier dans la montée en puissance des lasers à fibre. Pour aller plus loin en puissance, les contraintes sont alors liées d'une part à la disponibilité de sources de pompage puissantes et brillantes et d'autre part à des phénomènes physiques intrinsèques à la fibre qui peuvent engendrer des modifications importantes des caractéristiques spectrales et spatiales de l'émission laser. Les

effets non linéaires sont les premiers effets limitants rencontrés. Viennent ensuite les effets thermiques ou le claquage diélectrique [2].

II.2.1. Les effets non linéaires dans les fibres optiques en régime continu

Les effets non linéaires les plus fréquemment rencontrés dans les fibres optiques sont ceux provenant de la susceptibilité non linéaire d'ordre 3 ($\chi^{(3)}$), tels que l'effet Kerr optique et les diffusions stimulées Raman et Brillouin.

L'effet Kerr traduit la dépendance de l'indice de réfraction du cœur de la fibre à l'intensité du champ électrique s'y propageant. Lors de l'application d'un fort champ électrique, l'indice de réfraction subit une modification instantanée qui induit un déphasage de ce champ électrique : on parle alors d'auto-modulation de phase (SPM, pour Self Phase Modulation). Ce phénomène, associé à la dispersion chromatique de la fibre, peut radicalement modifier le contenu spectral du signal considéré. Par ailleurs, pour de fortes puissances crêtes, à partir de 4 MW environ pour une fibre silice [2], l'effet Kerr entraîne un phénomène d'auto-focalisation (modulation de phase spatiale) qui peut conduire à la destruction du matériau. Pour un régime de fonctionnement continu, l'auto-modulation de phase ainsi que l'auto-focalisation peuvent être négligées en raison de leurs seuils d'apparition très élevés [2].

En revanche, les diffusions inélastiques que sont les effets Raman et Brillouin doivent être prises en considération puisque leurs seuils d'apparition sont plus bas. Et au-delà d'un certain niveau de puissance, ils engendrent un transfert d'énergie entre le signal et le milieu hôte qui se traduit entre autres par la génération de longueurs d'ondes indésirables.

II.2.1.1. La diffusion Raman stimulée

La propagation d'une onde optique de forte intensité (de fréquence ν_p) dans un matériau faiblement non linéaire (comme la silice), peut engendrer des vibrations moléculaires du matériau. Ces vibrations se traduisent par la création d'un photon de fréquence inférieure (onde Stokes) ou de fréquence supérieure (onde anti-Stokes) à l'onde incidente pompe (de fréquence ν_p). L'onde Stokes, généralement d'amplitude plus importante que l'onde anti-Stokes, est par la suite amplifiée au détriment de l'onde pompe. Cet effet est appelé diffusion Raman stimulée.

Dans le cas des fibres optiques, pour une propagation de l'onde laser autour de 1 μm , le décalage fréquentiel de l'onde Stokes par rapport à l'onde pompe est de l'ordre de 13 THz. Le niveau de puissance critique de l'onde pompe, pour lequel la diffusion Raman stimulée devient considérable, peut être approximée par la relation suivante :

$$P_{cr}^{SRS} = \frac{16.A_{eff}}{g_R.L_{eff}} \quad [I-i]$$

Où g_R (10^{-13} m/W pour les fibres silice à 1 μm) représente le coefficient de gain Raman, A_{eff} est l'aire effective du mode se propageant dans la fibre et L_{eff} représente la longueur d'interaction effective. Cette longueur dépend de la longueur physique de la fibre (L) et des pertes liées à l'absorption du matériau ($\alpha(\lambda)$) :

$$L_{eff}(\lambda) = \frac{1-e^{-\alpha(\lambda)L}}{\alpha(\lambda)} \quad [I-ii]$$

La puissance seuil (P_{cr}^{SRS}) correspond à la puissance de l'onde pompe en entrée de fibre pour laquelle la puissance de l'onde Stokes est équivalente à celle de l'onde pompe en sortie de fibre [3].

II.2.1.2. La diffusion Brillouin stimulée

La propagation d'une onde optique de forte intensité (de fréquence ν_p) dans un matériau diélectrique, peut engendrer une compression par électrostriction de ce milieu. Une onde acoustique est alors générée et interagit avec l'onde optique qui se propage dans la fibre. L'interaction entre ces deux ondes crée une modulation temporaire de l'indice de réfraction, assimilée à un miroir de Bragg. Une onde appelée onde Stokes, de fréquence plus petite que celle de l'onde de pompe (de fréquence ν_p), est alors rétrodiffusée : ce processus est appelé diffusion Brillouin stimulée [4]. Dans une fibre optique, le décalage fréquentiel de cette onde Stokes par rapport à l'onde pompe est de l'ordre de 17 GHz (pour une longueur d'onde laser autour de 1 μm) et la largeur de bande spectrale du gain Brillouin varie entre 50 et 100 MHz. De même que pour l'effet Raman, il est possible d'évaluer la puissance critique :

$$P_{cr}^{SBS} = \frac{21.A_{eff}}{g_B.L_{eff}} \quad [I-iii]$$

Où g_B (5.10^{-11} m/W pour les fibres silice à 1 μm) représente le coefficient de gain Brillouin, qui est beaucoup plus élevé que celui de la diffusion Raman. Ce dernier effet

apparaît donc à des niveaux de puissance laser bien inférieurs à ceux amorçant la diffusion Raman stimulée.

Cependant, dans le cas des lasers fonctionnant en régime continu, la puissance seuil P_{cr}^{SSB} dépend fortement de la largeur de bande spectrale de l'onde signal se propageant dans la fibre. En effet, l'équation suivante montre la relation entre la valeur effective du gain Brillouin (\widetilde{g}_B) et la largeur spectrale de l'onde de pompe ($\Delta\nu_P$) par rapport à celle du gain Brillouin ($\Delta\nu_B$) [5] :

$$\widetilde{g}_B = \frac{\Delta\nu_B}{\Delta\nu_B + \Delta\nu_P} g_B \quad [I-iv]$$

Pour les signaux dont la largeur de bande spectrale est inférieure à celle du gain Brillouin (cas d'un laser mono-fréquence), la diffusion Brillouin stimulée est le premier effet limitant la montée en puissance. En revanche, pour des signaux de plus large bande, le premier effet limitant est alors la diffusion Raman stimulée.

II.2.2. Les limitations thermiques dans les fibres optiques

Un autre facteur limitant à prendre en considération est le gradient thermique dans une fibre amplificatrice sous pompage. Ce phénomène est principalement dû au rapport quantique entre les photons pompe et laser qui est dissipé sous forme de chaleur par l'intermédiaire de transitions non radiatives. Lorsque l'échauffement est très important, des tensions internes dues à la dilatation thermique du verre apparaissent et peuvent conduire aux phénomènes de lentille thermique, de fusion du cœur et de fracture. *Dawson et col.* ont développé des modèles qui permettent d'évaluer les niveaux de puissance, générés par un laser à fibre, à partir desquels apparaissent des phénomènes de fracture, de fusion du cœur ou de lentille thermique [2].

II.2.2.1. Fracture thermique

La puissance conduisant à la destruction de la fibre peut être évaluée de la manière suivante [2]:

$$\frac{P_{sortie}^{fracture}}{L} = \frac{\eta_{laser}}{\eta_{heat}} \cdot \frac{4\pi R_m}{1 - \frac{a^2}{2b^2}} \quad [I-v]$$

Où R_m représente le module de rupture de la silice (2460 W/m), a et b les rayons respectifs du cœur et de la gaine de la fibre. Le paramètre η_{laser} représente l'efficacité de

conversion opto-optique et η_{heat} représente la fraction de puissance de pompe absorbée et dissipée sous forme de chaleur (similaire au défaut quantique).

II.2.2.2. Fusion du cœur

La puissance conduisant à la fusion du cœur de la fibre peut être exprimée de la façon suivante :

$$\frac{P_{sortie}^{fusion}}{L} = \frac{\eta_{laser}}{\eta_{heat}} \cdot \frac{4\pi.k.(T_m-T_c)}{1+\frac{2k}{b.h}+2\ln(\frac{b}{a})} \quad [I-vi]$$

Où k est la conductivité thermique de la silice ($1,38 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$), T_m est la température de fusion de la silice (1983 K), T_c est la température de refroidissement (300 K) et h le coefficient de convection ($10000 \text{ W.m}^2.\text{K}^{-1}$).

II.2.2.3. Lentille thermique

Le phénomène de lentille thermique est dû à la modification radiale de l'indice du cœur de la fibre lorsque celui-ci est soumis à un champ trop intense. La puissance à partir de laquelle apparaît ce phénomène peut être évaluée de la façon suivante [2]:

$$\frac{P_{sortie}^{lentille}}{L} = \frac{\eta_{laser}}{\eta_{heat}} \cdot \frac{\pi.k.\lambda^2}{2\frac{dn}{dT}.a^2} \quad [I-vii]$$

Où λ est la longueur d'onde du signal laser et $\frac{dn}{dT}$ représente la variation d'indice du cœur avec la température ($11,8.10^{-6}.\text{K}^{-1}$).

A titre d'exemple, ces 3 seuils d'apparition sont donnés dans le tableau suivant, pour une émission à 1064 nm dans une fibre double gaine de 30 μm de diamètre de cœur, de 125 μm de diamètre de gaine interne et de 10 m de long. Pour ces calculs, nous considérons une efficacité de conversion opto-optique de 85% et une fraction de puissance de pompe diffusée sous forme de chaleur de 10%.

Tableau I-1 : Seuils d'apparition des effets de fracture thermique, de fusion du cœur et de lentille thermique dans une fibre double gaine de 30 μm de diamètre de cœur, de 125 μm de diamètre de gaine interne et de 10 m de long.

$P_{\text{sortie}}^{\text{fracture}}$	$P_{\text{sortie}}^{\text{fusion}}$	$P_{\text{sortie}}^{\text{lentille}}$
270 kW	30 kW	8 kW

Ces résultats montrent que la gestion de la thermique dans les fibres devient un paramètre très important pour atteindre des niveaux de puissance supérieurs au kilowatt en continu. La lentille thermique est d'autant plus sensible qu'à ces niveaux de puissance là, les ouvertures numériques des fibres à grande aire modale sont très faibles. Ainsi, les équations [I-v], [I-vi] et [I-vii] mettent en évidence l'importance de l'augmentation du diamètre du guide et de la réduction du défaut quantique.

II.2.3. Le claquage diélectrique dans les fibres optiques

Le claquage diélectrique est également un obstacle majeur pour la génération de très fortes puissances. On l'observe principalement sur la face de sortie des fibres. Les densités de puissance moyenne à partir desquelles apparaît le claquage diélectrique dépendent du régime de fonctionnement ainsi que du type de silice et des dopants utilisés. A titre d'exemple, pour une fibre classique en silice, ce seuil est estimé à environ 22 J/cm² pour une propagation à la longueur d'onde de 1 μm avec des durées d'impulsion de 1 ns [6]. En régime continu, ce seuil d'apparition est encore plus élevé et notamment supérieur aux seuils d'apparition des effets thermiques.

II.2.4. Influence des phénomènes limitant la puissance maximale accessible par un laser à fibre en régime continu

En prenant en compte les facteurs limitants décrits précédemment, Dawson et ses collaborateurs ont calculé la puissance maximale qu'il est possible de générer en régime continu par un laser à fibre en fonction des caractéristiques géométriques de la fibre [2]. Ces résultats sont représentés sur les figures ci-après. Ces résultats tiennent également compte des limitations technologiques actuelles des sources de pompage (diodes lasers) et du gain disponible dans les fibres amplificatrices.

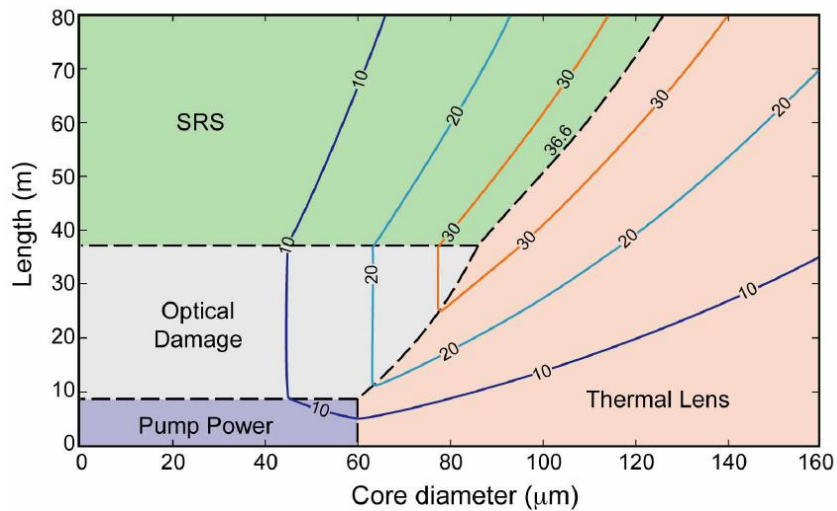


Figure I-2 : Evolution de la puissance maximale accessible par un laser à fibre large bande, en fonction du couple longueur et diamètre de cœur de la fibre. Les zones colorées délimitent les effets prépondérants, les chiffres des courbes de niveau correspondent à la puissance laser délivrée en kilowatts [2].

Les auteurs montrent qu'il est possible de produire par un laser à fibre et pour un rayonnement laser large bande, jusqu'à 36,6 kW de puissance continue (la diffusion Brillouin stimulée n'étant pas prise en compte). Pour autant, à ce niveau de puissance, le diamètre de cœur nécessaire est extrêmement large (>100 μm) et donc peu compatible avec une émission spatialement unimodale.

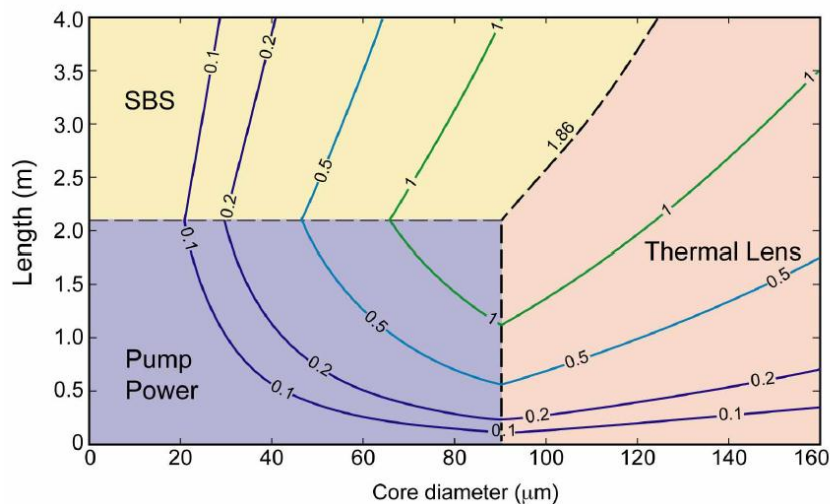


Figure I-3 : Evolution de la puissance maximale accessible par un laser mono-fréquence, en fonction du couple longueur et diamètre de cœur de la fibre. Les zones colorées délimitent les effets limitant prédominants, les chiffres des courbes de niveau correspondent à la puissance laser délivrée en kilowatts [2].

Pour un diamètre de cœur de 50 μm , cette puissance maximale diminue jusqu'à 10 kW selon les auteurs. Pour des signaux à bande étroite, la puissance maximale accessible n'est plus que de 1,86 kW étant donné que la diffusion Brillouin devient prépondérante.

II.3. Les fibres à large aire modale

Comme le montrent les résultats de Dawson [2], une des solutions pour repousser les seuils d'apparitions des effets non linéaires et les risques d'endommagement de la fibre est d'augmenter la section du mode guidé.

C'est pour répondre à cela que des fibres à large aire modale, plus souvent appelées fibres LMA (Large mode area), ont été développées. On distingue deux technologies majeures de fibres à large cœur : les fibres à saut d'indice et les fibres microstructurées.

II.3.1. Les fibres LMA à saut d'indice

Dans le cas des fibres à saut d'indice, le guidage est assuré par réflexion totale interne (RTI), le caractère monomode d'une fibre est alors conditionné par ses caractéristiques opto-géométriques. La propagation est unimodale lorsque la fréquence spatiale normalisée est inférieure à 2,405 :

$$V = \frac{2\pi \cdot a \cdot ON}{\lambda} \quad [I-viii]$$

Ainsi si l'on veut conserver le caractère unimodal d'une fibre, tout en augmentant la taille du cœur (a), il est nécessaire de diminuer l'ouverture numérique (ON).

Cependant, les procédés de fabrication des fibres par MCVD limitent le contrôle de la différence d'indice entre le cœur et la gaine à 10^{-3} , et donc l'ouverture numérique de la fibre. Ceci signifie qu'à la longueur d'onde de 1 μm , le diamètre du cœur des fibres à saut d'indice ne peut dépasser environ 15 μm si l'on souhaite conserver une propagation unimodale. Au delà de 15 μm , l'augmentation de la taille du cœur entraîne la propagation de modes transverses d'ordre élevé. La difficulté consiste donc à assurer l'unimodalité de la propagation en supprimant ces modes d'ordres supérieurs et pour cela plusieurs voies ont été explorées.

La technique la plus utilisée consiste à supprimer les modes d'ordres supérieurs d'une fibre légèrement multimodale en lui imposant des pertes par courbure, le mode fondamental est alors privilégié. Koplou et ses collaborateurs ont proposé une fibre à saut d'indice multimodale à 1 μm ($V \sim 7,4$ et $ON \sim 0,1$) avec un diamètre de cœur de 25 μm [7]. Les

courbures imposées à la fibre permettent de supprimer les modes d'ordres élevés : une bonne qualité de faisceau ($M^2 = 1,09$) est alors obtenue pour un rayon de courbure de 1,58 cm (Figure I-4). Cette technique a permis en 2004 à l'*Optoelectronics Research Center* de Southampton d'obtenir, à partir d'une fibre à saut d'indice de 40 μm de diamètre de cœur, une puissance de 1,36 kW avec une qualité de faisceau proche de la limite de diffraction ($M^2 = 1,4$) [8]. Ces résultats ont été obtenus avec un rayon de courbure imposé à la fibre de l'ordre de 10 cm. En revanche l'auteur ne précise pas les pertes induites expérimentalement sur le mode fondamental dans ces conditions.

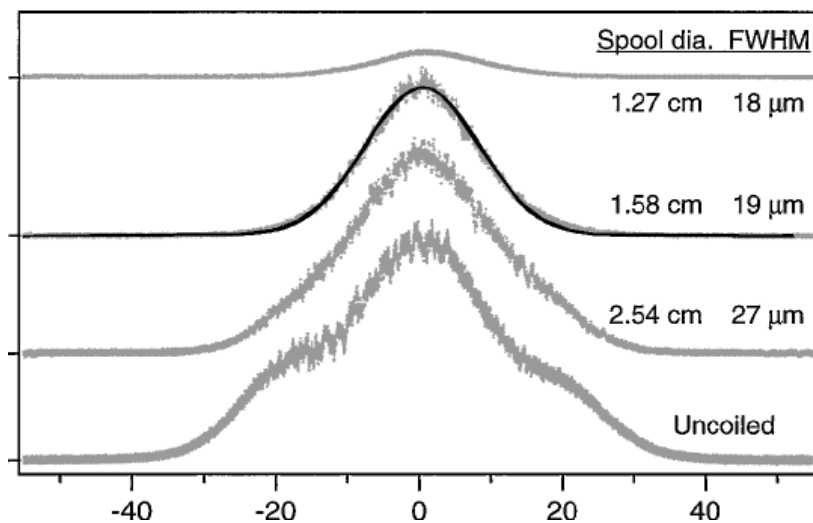


Figure I-4 : Evolution du profil du faisceau émis par une fibre multimodale en fonction du rayon de courbure qui lui est imposé [7].

Certaines fibres ont été développées de façon à assurer intrinsèquement (par construction) un filtrage par courbure des modes d'ordres élevés. Ces fibres ont un cœur faiblement multimodal évoluant de manière hélicoïdale dans la gaine interne du composant. [9]. Wang et ses collaborateurs ont à partir de ce principe réalisé un laser à fibre délivrant 60,4 W à 1043 nm avec une bonne qualité de faisceau ($M^2 < 1,4$). La fibre dopée ytterbium à cœur hélicoïdale qu'ils utilisent présente un cœur de 40 μm de diamètre et une périodicité de « l'enroulement » de 8,5 mm. A titre de comparaison, les auteurs précisent que dans la même configuration laser le M^2 obtenu avec la même fibre sans enroulement est de 3,8.

Une autre solution pour augmenter la taille du mode guidé tout en assurant une émission spatialement unimodale consiste à faire propager le signal sur un seul mode d'ordre élevé. Cette méthode proposée par Ramachandran, consiste à utiliser des réseaux de pas longue période, placés aux extrémités d'une fibre multimodale pour convertir le signal du

mode fondamental vers un mode d'ordre élevé et vice-versa [10]. La conversion du signal sur un mode d'ordre élevé (LP07 sur l'exemple de la Figure I-5) permet d'augmenter très sensiblement l'aire du mode propagé, et donc de réduire la densité de puissance guidée dans la fibre. Dans une fibre LMA classique à saut d'indice, la section maximale du mode fondamental (LP01) est limitée à $800 \mu\text{m}^2$ par la différence indicielle entre le cœur et la gaine de la fibre qui est à comparer au $2100 \mu\text{m}^2$ du mode LP07. Toutefois, la densité de puissance du lobe central du mode LP07 est élevée, ce qui peut endommager la fibre pour de très fortes puissances guidées.

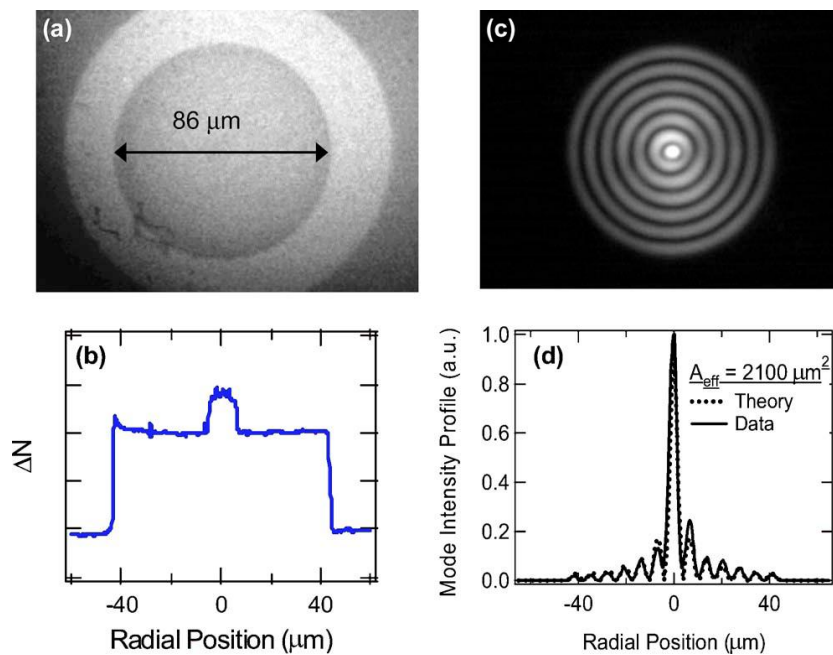


Figure I-5 : Caractéristiques des fibres à modes d'ordres élevés : section transverse de la fibre (a) avec son profil d'indice (b) et image du mode LP07 (c) et profil associé (d) [10].

II.3.2. Les fibres LMA microstructurées

A la fin des années 90, une nouvelle génération de fibres a été développée, dans lesquelles le guidage est assuré grâce à un arrangement périodique de trous d'air distribués parallèlement à l'axe de propagation : il s'agit des fibres microstructurées air/silice. Le guidage dans ce type de fibre peut être réalisé soit par réflexion totale interne modifiée, soit par effet de bande interdite photonique. Le principal avantage de ce type de fibre vient de la flexibilité et de la précision avec lesquelles il est possible d'ajuster leurs paramètres de conception. La proportion d'air contenu dans la gaine permet de contrôler finement l'indice moyen de la gaine ; il est ainsi possible d'obtenir des différences d'indice entre le cœur et la gaine inférieures d'un ordre de grandeur (10^{-4}) à celles obtenues dans le cas de fibres à saut

d'indice standard (10^{-3}). Cette différence indicielle permet de conserver une propagation unimodale, pour des diamètres de cœur allant jusqu'à 100 μm [11]. Par exemple, en 2006, l'université de Jena et la société *Femlight* (aujourd'hui *Eolite*) ont montré le potentiel d'une fibre microstructurée dopée ytterbium de 60 μm de diamètre de cœur et de 50 cm de longueur [12] (Figure I-6). Ils ont ainsi obtenu une puissance de 320 W sur le mode fondamental avec une efficacité opto-optique de 78%.

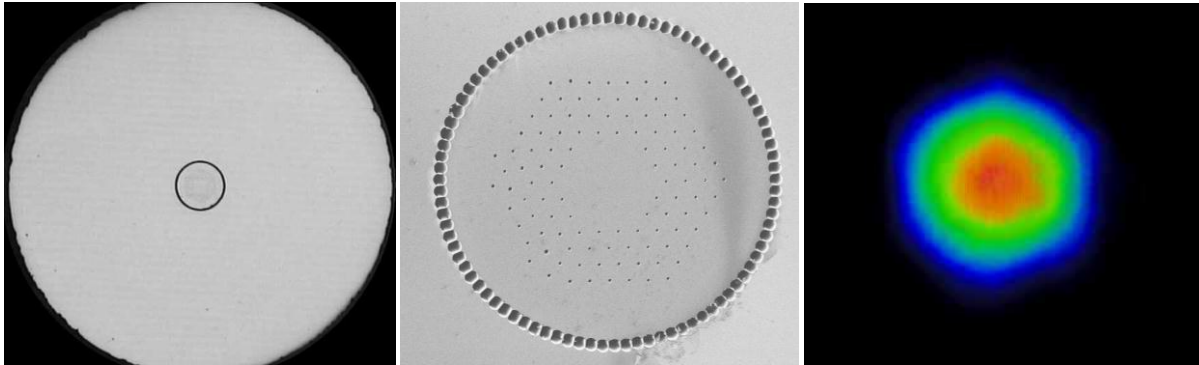


Figure I-6 : Section transverse d'une fibre microstructurée à cœur silice dopée de 60 μm de diamètre et champ proche du mode fondamental associé [12].

Boulet et ses collaborateurs ont quant à eux utilisé une fibre microstructurée dopée ytterbium de 80 μm diamètre de cœur, fortement pompée, pour une émission à une longueur d'onde de 977 nm [13]. La puissance maximale générée est de 94 W avec une qualité de faisceau proche de la limite de diffraction ($M^2 < 1,2$). L'objectif est dans ce cas d'augmenter sensiblement le rapport de sections entre le cœur et la gaine interne de la fibre de façon à favoriser une émission laser vers les basses longueurs d'onde du spectre de fluorescence des ions ytterbium dans la matrice silice.

Un autre avantage des fibres microstructurées air/silice est la possibilité d'exploiter le guidage par bande interdite photonique. Dans ce cas, le confinement du signal dans le cœur de la fibre n'est plus obtenu grâce à la différence d'indice entre le cœur et la gaine, mais grâce à un effet de résonance transverse. Cette résonance transverse interdit la propagation du signal dans une direction perpendiculaire à l'axe optique de la fibre pour une bande de longueurs d'onde donnée. Cet effet de résonance transverse peut être obtenu grâce à une structure 1D avec une variation périodique d'indice qui entoure le cœur en cercles concentriques, on parle alors de bande interdite 1D (fibre de Bragg). On distingue également le guidage par bande interdite photonique 2D où le confinement du champ est obtenu grâce un arrangement de

trous d'air ou de plots d'indice élevé, périodiquement espacés, parallèles à l'axe optique de la fibre (structure 2D).

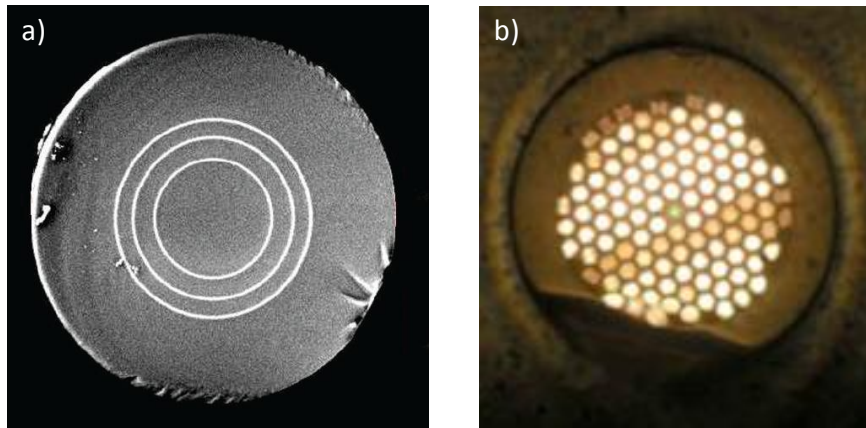


Figure I-7 : Exemples de section transverse de fibres à bande interdite photonique 1D (a) [4] et 2D (b) [14].

Le laboratoire *Xlim* a proposé en 2010, un laser à fibre avec une fibre de Bragg dopée Ytterbium de 40 μm de cœur [15]. Une puissance de 100 W a été obtenue avec un bon rendement de conversion opto/optique de 81%, ce qui constitue un record pour une fibre à bande interdite photonique en configuration laser. De plus la qualité de faisceau obtenue est proche de la limite de diffraction ($M^2_x = 1,36$ et $M^2_y = 1,5$).

Le principe de guidage par bande interdite photonique 2D a été utilisé en 2008 par le laboratoire *PhLAM* de Lille qui a élaboré une fibre dopée ytterbium microstructurée pompée à 915 nm et émettant à 977 nm avec un rendement opto/optique de 65% [14] (Figure I-7 b). L'utilisation de bandes interdites photoniques permet de réduire l'émission spontanée amplifiée aux longueurs d'ondes supérieures à 1000 nm, la source se comporte alors comme un laser à 3 niveaux. Ces sources lasers monomodes à 980 nm sont très attrayantes pour la conception de sources « bleues » émettant à 488 nm par doublage de fréquence.

Le développement des fibres LMA a permis d'augmenter considérablement les niveaux de puissance générés par une fibre optique tout en conservant une émission spatialement unimodale. Cependant, les très faibles ouvertures numériques de ces fibres lorsque celles-ci ont un diamètre de cœur supérieur à 40 μm , les rendent particulièrement sensibles à toutes les perturbations indicielles comme celles créées par les gradients de température ou de concentrations de dopants.

En 2009, la société *IPG* a proposé une architecture laser permettant de produire, à partir de fibres dopées ytterbium, une puissance de 6 kW avec un faisceau proche de la limite de diffraction ($M_2 = 1,2$) [16]. Ces résultats ont été obtenus en optimisant, pour le dernier étage de la chaîne amplificatrice, les longueurs d'onde de pompage et d'émission laser de façon à réduire le défaut quantique et par conséquent la charge thermique. De plus, le choix de la longueur d'onde de pompage dans la partie haute de la bande d'absorption permet l'utilisation d'une source laser de forte brillance favorisant l'extraction de la puissance. Aujourd'hui, la société *IPG* commercialise des lasers à fibre monomodes délivrant jusqu'à 10 kW en régime de fonctionnement continu [17]. Ces performances montrent que la fibre est une des rares technologies lasers à pouvoir délivrer des niveaux de puissance extrêmes en régime de fonctionnement continu tout en conservant une bonne qualité spatiale de l'émission. C'est pourquoi cette technologie commence à diffuser dans le monde industriel qui nécessite parfois ce type de performances [18], par exemple dans l'industrie automobile pour réaliser du découpage de pièces métalliques ou de la soudure sans contact physique.

Une autre façon d'accéder à de tels niveaux de puissance sans pousser les caractéristiques opto-géométriques des fibres à leurs limites, est la combinaison des émissions de plusieurs lasers à fibre. Cette solution est très étudiée ces dernières années notamment aux Etats-Unis sous l'impulsion de la *DARPA (Defense Advanced Research Projects Agency)* qui souhaite développer des technologies lasers capables de fournir des niveaux de puissance dépassant la centaine de kilowatts en continu pour des applications militaires d'arme laser embarquée.

III. La combinaison de lasers à fibre

La combinaison de lasers à fibre constitue une alternative aux technologies fibrées à voie unique d'amplification, voire une solution pour dépasser les puissances maximales accessibles avec un seul laser à fibre.

Différentes techniques de combinaison de lasers à fibre sont présentées dans cette seconde partie. Elles sont répertoriées en deux catégories : la combinaison cohérente et la combinaison incohérente. La combinaison cohérente se différencie de la combinaison incohérente par le verrouillage en phase des différents faisceaux. Seules les configurations fibrées seront abordées dans cette partie.

III.1. La combinaison incohérente de lasers à fibre

La combinaison incohérente est une approche relativement simple sur le principe puisqu'elle consiste à superposer N faisceaux élémentaires, de façon à obtenir un faisceau recombinaison plus puissant et de bonne qualité spatiale. Le faisceau résultant de cette combinaison correspond alors à une simple addition des puissances des N émetteurs.

III.1.1. La superposition de faisceaux

Il s'agit de la technique la plus simple à mettre en œuvre, puisqu'elle consiste à orienter indépendamment plusieurs faisceaux vers une même cible. Cette technique ne nécessite aucun contrôle des phases, des longueurs d'onde ni des états de polarisation des différents lasers utilisés. La puissance recombinaison correspond alors à une addition des puissances des différents faisceaux. Cependant, la luminance (flux lumineux par unité de surface et d'angle solide) de l'ensemble des sources n'est pas supérieure à celle d'une des sources composant cet ensemble. Cela vient du fait que si la puissance totale émise a bien augmentée, la section d'émission a augmenté dans les mêmes proportions à cause de la juxtaposition des sources élémentaires. De fait, l'étendue géométrique (produit de la section par l'angle solide de l'émission) de l'ensemble des faisceaux est supérieure à celle d'une source élémentaire, ce qui ne permet pas d'améliorer la luminance de la source composite.

En 2009, le *Naval Research Laboratory* a superposé, sur une cible de 10 cm de diamètre distante de 1,2 km, les rayonnements de quatre lasers à fibre [19]. La puissance recueillie sur la cible était de 2,8 kW, ce qui correspond à 90% de la puissance totale émise par les différents lasers. La superposition des faisceaux sur la cible est réalisée par des miroirs individuels qui contrôlent le pointé des différents émetteurs (Figure I-8).

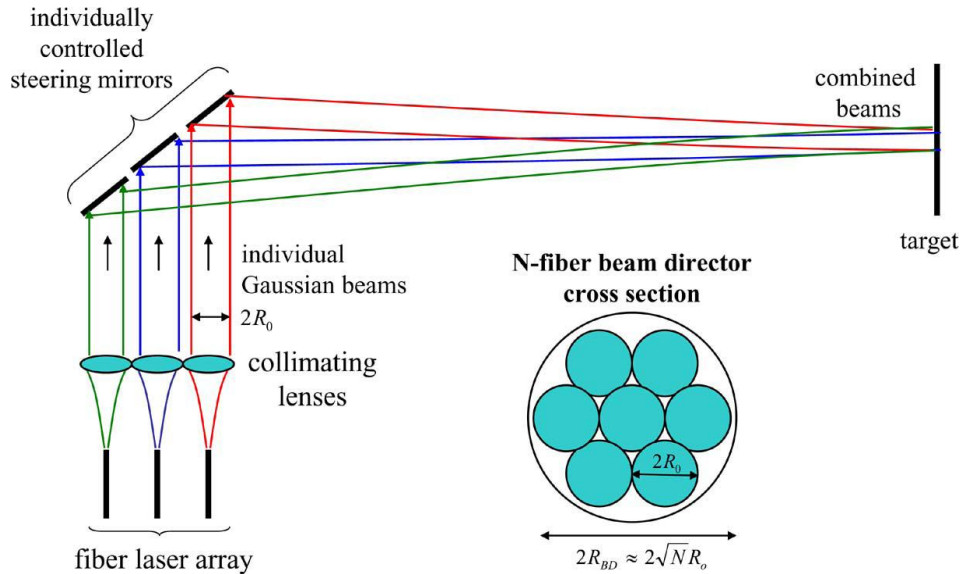


Figure I-8 : Schéma de principe de la superposition de faisceaux telle qu'elle a été expérimentée par le *Naval Research Laboratory* [19].

III.1.2. La combinaison spectrale

Une autre solution pour superposer des faisceaux consiste à utiliser un élément dispersif. Cette technique est appelée combinaison spectrale car elle nécessite l'utilisation de faisceaux décalés en longueur d'onde.

Elle consiste à superposer sur l'élément dispersif (généralement un réseau de diffraction plan ou volumique) des faisceaux élémentaires, séparés angulairement. Les faisceaux émergents sont alors confondus lorsque leur longueur d'onde est adaptée à la dispersion de l'élément combineur et à leur angle d'incidence (Figure I-9).

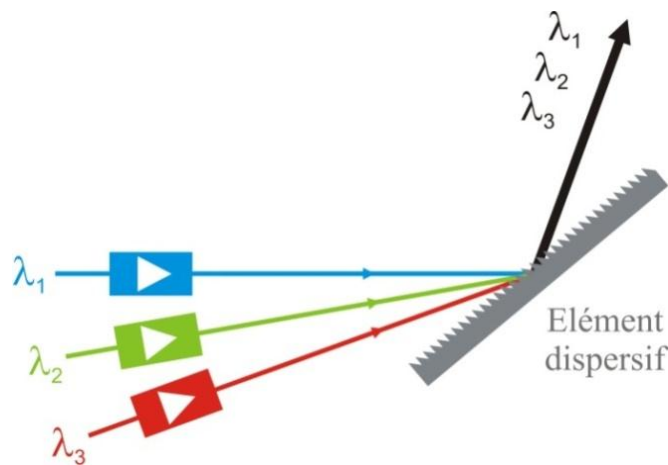


Figure I-9 : Schéma de principe de la combinaison spectrale.

La recombinaison s'effectue à la fois en champ proche et en champ lointain. Le faisceau résultant de cette combinaison correspond à une simple addition des puissances des N émetteurs. Contrairement au cas précédent de combinaison incohérente, le gain en luminance est réel car la section d'émission est identique à celle d'une source élémentaire unique. On distingue deux architectures possibles qui diffèrent par le positionnement de l'élément dispersif dans le dispositif de combinaison.

L'élément dispersif peut être placé intracavité :

Ce dispositif a autant de miroirs de fond de cavité que d'amplificateurs, mais il n'a qu'un seul coupleur de sortie qui est commun à l'ensemble des cavités lasers élémentaires. L'élément dispersif est disposé entre ce miroir de sortie et les amplificateurs. Les multiples faisceaux générés se superposent sur le combineur et sont réfléchis par celui-ci dans une direction commune vers le coupleur de sortie. Les spectres d'émission des N sous-cavités s'auto-ajustent de façon à conserver des pertes minimales intracavité, assurant ainsi une parfaite superposition des faisceaux entre l'élément dispersif et le coupleur de sortie. Les longueurs d'onde d'émission ainsi que les largeurs spectrales des différentes sources lasers sont alors fixées par la dispersion du réseau ainsi que par les angles d'incidence des N faisceaux sur l'élément dispersif. C'est dans cette configuration qu'en 2006, l'*Institute of Applied Physics* de Jena a montré la combinaison spectrale de trois lasers à fibre dopée ytterbium. Il en résulte un faisceau recombinaison d'une puissance de 100 W avec un M^2 de 2,7 [20]. La mauvaise qualité spatiale du faisceau montre que cette technique basée sur les propriétés d'auto-organisation des lasers est très sensible au problème de diaphonie entre les différents faisceaux à recombinaison.

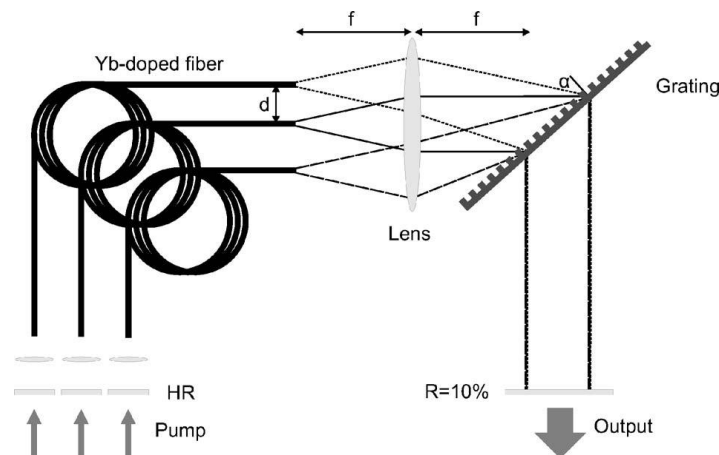


Figure I-10 : Dispositif de combinaison spectrale de 3 lasers à fibre dopée ytterbium [20].

Une des solutions proposées pour supprimer les problèmes de diaphonie dans cette configuration est d'ajouter un filtre spatial dans la cavité laser (Figure I-11). *Augst et ses collaborateurs* ont combiné cinq lasers à fibre dopée ytterbium, pour une puissance totale combinée de 8,4 W avec un M^2 de 1,14 [21].

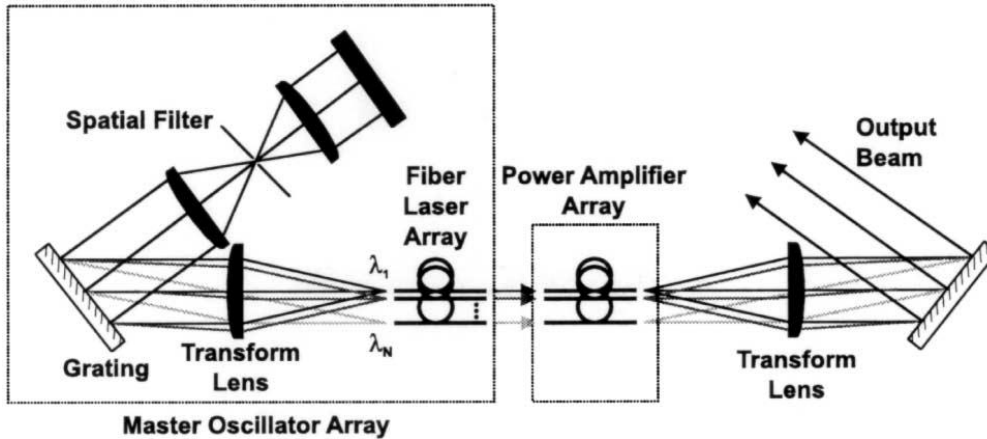


Figure I-11 : Dispositif de combinaison spectrale de 5 lasers à fibre [21].

L'élément dispersif peut être placé extra-cavité :

Cette autre configuration, où l'élément combineur est placé extra-cavité, est moins sensible aux problèmes de diaphonie rencontrés précédemment. Cette technique est en revanche plus contraignante à mettre en œuvre car les longueurs d'ondes d'émission, ainsi que les angles d'incidence des N sources lasers, nécessitent un ajustement très précis.

En 2008 *Wirth et ses collaborateurs* [22] ont réalisé la combinaison spectrale de quatre chaînes amplificatrices délivrant chacune 500 W. Les quatre faisceaux combinés par un réseau de diffraction placé extra-cavité, ont permis de générer la puissance record de 2 kW avec une qualité de faisceau encore imparfaite ($M_x^2 = 2$ et $M_y^2 = 1,8$).

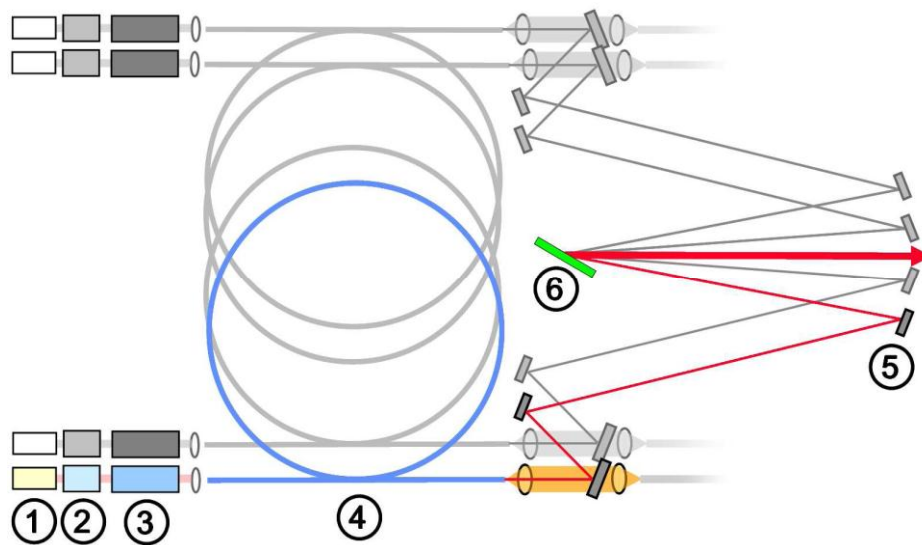


Figure I-12 : Dispositif de combinaison spectrale de 4 chaines amplificatrices composées d'une source d'alimentation (1), de deux pré-amplificateurs (2) et (3), d'un amplificateur (4), de miroirs (5) et du réseau de diffraction (6) [22].

Ces techniques de combinaison incohérentes ont été validées expérimentalement mais généralement avec un nombre faible d'amplificateurs. La qualité spatiale du faisceau émis est le critère d'évaluation des erreurs de combinaison du système. Ces erreurs viennent du désaccord entre la bande spectrale d'émission de chacun des lasers élémentaires avec l'orientation du combineur et son efficacité de diffraction. Pour un grand nombre de lasers à combiner ces paramètres sont encore plus stricts à contrôler. La difficulté est encore accrue avec des sources élémentaires de très forte puissance qui ont généralement un spectre relativement large.

C'est pourquoi, ces dernières années, une grande partie des études rapportées dans la littérature scientifique étaient consacrées aux techniques de combinaison cohérente. La suite de ce chapitre est un rappel des différentes familles de méthodes dédiées à la combinaison cohérente de faisceaux lasers.

III.2. La combinaison cohérente de lasers à fibre

La combinaison cohérente de plusieurs faisceaux lasers nécessite que ces faisceaux puissent interférer avec un fort contraste les uns avec les autres. Autrement dit, que ces faisceaux soient fortement corrélés entre eux et partagent donc la même structure spectrale. Alors, la combinaison n'est effective que lorsque les faisceaux ont des phases relatives nulles au cours du temps. De plus, pour une recombinaison efficace, il est nécessaire que les

faisceaux élémentaires aient des amplitudes et des états de polarisation identiques. Le verrouillage des phases relatives de tous les émetteurs peut être obtenu de manière passive ou de manière active.

Dans le cas des systèmes actifs, le dispositif d'amplification parallèle est de type MOPA (Master Oscillator Power Amplifier), avec un oscillateur maître qui nourrit un ensemble d'amplificateurs en parallèle. Ce dispositif conduit à l'émission amplifiée de plusieurs faisceaux colinéaires juxtaposés. La combinaison des faisceaux est réalisée sur cible en champ lointain lorsqu'ils sont cophasés. Dans cette configuration, une analyse des phases relatives des multiples faisceaux amplifiés à combiner est nécessaire. Elle est complétée par une boucle de rétroaction qui, à partir du signal d'erreur mesuré, commande les modulateurs de phase placés sur chacune des multiples voies amplificatrices de façon à corriger les erreurs de phase. En revanche, la mise en phase par voie passive est basée sur l'utilisation d'une cavité laser unique composée de multiples amplificateurs en parallèle et d'un dispositif de filtrage pour ne sélectionner que les rayonnements en phase de moindres pertes intracavité. Ces configurations exploitent les propriétés d'auto-organisation des lasers et ne nécessitent aucun dispositif externe à la cavité pour forcer les rayonnements à se combiner efficacement.

Enfin, indépendamment des deux grandes familles, active et passive, de combinaison de faisceaux lasers, il est possible de regrouper ces méthodes en deux autres types de combinaison. Celles pour lesquelles la combinaison est effective à la fois en champ proche et en champ lointain (faisceau de sortie unique) et celles pour lesquelles la combinaison est uniquement réalisée en champ lointain (multiples faisceaux de sortie) (voir Figure I-13).

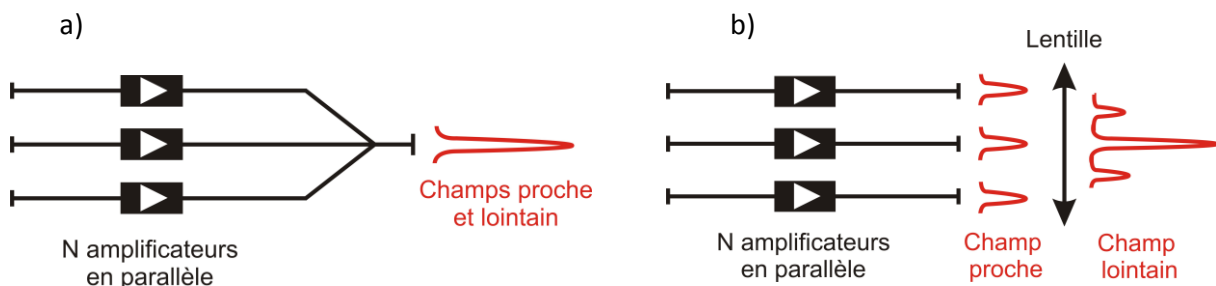


Figure I-13 : Principe de la recombinaison en champ proche et en champ lointain (a) et celle uniquement en champ lointain (b).

L'avantage principal de ce dernier type de configuration est qu'aucun de ses composants ne supporte la puissance totale des multiples faisceaux amplifiés. Ce type de configuration est particulièrement recherché pour délivrer des niveaux de puissance élevés.

En contrepartie, les faisceaux combinés en champ lointain structurent spatialement le champ résultant. Cette figure de diffraction à l'infini présente, dans le cas de faisceaux cophasés, un lobe central prédominant. Le poids de cette partie utile des faisceaux combinés dépend du positionnement relatif des multiples émetteurs de la source. Ces aspects seront discutés plus en détail dans le Chapitre II.

III.2.1. Combinaison cohérente par voie active

Les techniques de combinaison cohérente par voie active sont basées sur des architectures de type MOPA, dans lesquelles un oscillateur maître alimente plusieurs amplificateurs disposés en parallèle. Il s'agit de configurations à émetteurs multiples, pour lesquelles la combinaison s'effectue uniquement en champ lointain.

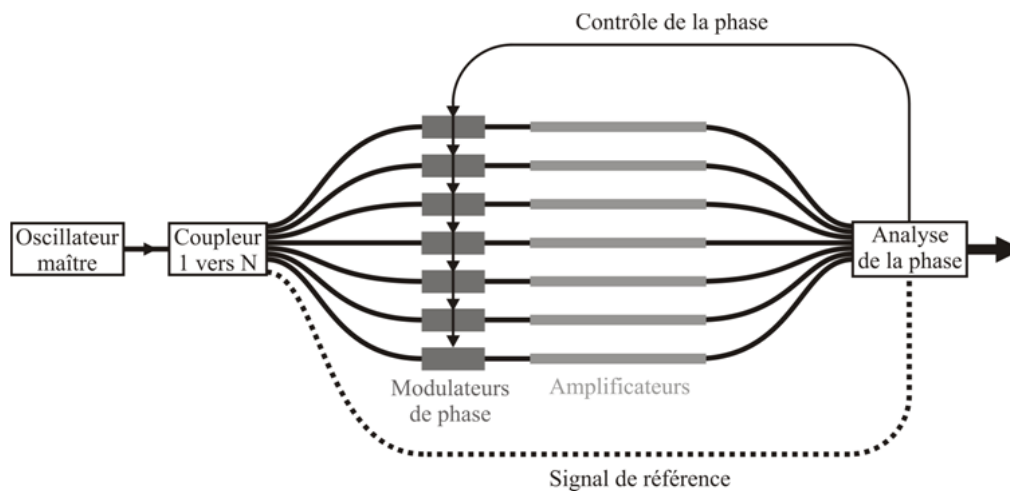


Figure I-14 : Dispositif de mise en phase actif dans une architecture de type MOPA.

La mise en phase des différents émetteurs est réalisée par un système d'asservissement qui permet de compenser les déphasages introduits par les perturbations environnementales ainsi que ceux induits par les amplificateurs. L'ajustement des phases relatives est réalisé grâce à des modulateurs de phase placés sur chaque voie amplificatrice, pilotés par un système d'analyse des phases. Différentes techniques ont été développées pour déterminer les déphasages entre les différents émetteurs. Ces techniques d'analyse des phases relatives peuvent être regroupées selon différentes catégories :

- Marquage optique (détection hétérodyne) ;
- Marquage fréquentiel ;
- Diffusion itérative d'erreurs ;

- Autres techniques d'analyse, comme les techniques d'analyse collective de la phase.

III.2.1.1. Analyse des phases par marquage optique

Cette technique consiste à mesurer le déphasage entre chaque faisceau élémentaire par rapport à une référence qui est soit un des faisceaux à combiner, soit un faisceau externe à la partie amplificatrice du MOPA. La mesure des phases de chaque voie est réalisée en champ proche, plan dans lequel les émetteurs sont spatialement discriminés. Cette technique nécessite donc autant de détecteurs que de faisceaux amplifiés à analyser. Chaque faisceau prélevé interfère avec le signal de référence décalé en fréquence. Les N détecteurs permettent alors, par détection hétérodyne, de déterminer le déphasage de chacun des faisceaux par rapport à celui de référence.

En 2008, la société *Northrop Grumman Space Technology* a réalisé, à partir de cette méthode, la combinaison de cinq lasers à fibre dopée ytterbium délivrant 30 mW chacun [23]. La particularité de cette démonstration est l'utilisation d'un élément d'optique diffractive (noté DOE sur la Figure I-15) pour recombinaison des cinq faisceaux. L'utilisation d'un tel composant permet de concentrer 91% de la puissance incidente totale sur l'ordre 0 diffracté par ce composant, les 9% restants étant répartis sur les autres ordres de diffraction. Cette efficacité de combinaison élevée s'accompagne également d'une très bonne qualité spatiale de faisceau ($M^2 = 1,04$).

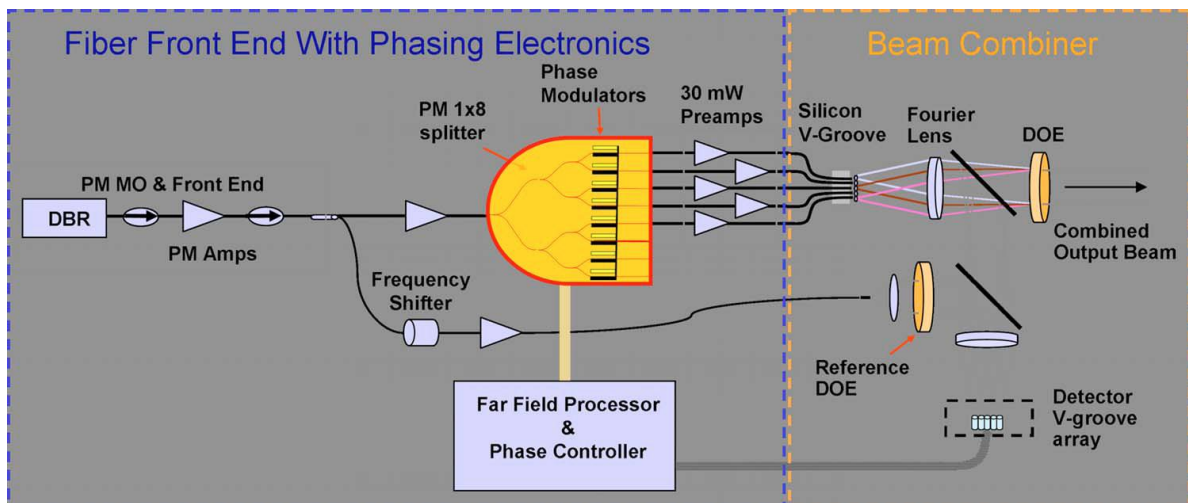


Figure I-15 : Dispositif de combinaison cohérente de 5 lasers à fibre par contrôle actif des phases, leur analyse étant réalisée par marquage optique [23].

Peu de temps auparavant, la même société *Northrop Grumman Space technology* avait exploité cette configuration (sans l'élément d'optique diffractive) pour mettre en phase quatre lasers à fibre de fortes puissances [24]. Une puissance recombinaison totale de 470 W a été obtenue, ce qui constitue un record pour une recombinaison cohérente de lasers à fibre par voie active avec analyse des phases par marquage optique.

Le record en nombre d'émetteurs cophasés par voie active en configuration fibrée est détenu par le *MIT Lincoln Laboratory* [25] qui, en 2006, a rapporté la mise en phase de 48 émetteurs avec une différence de phase résiduelle de $\lambda/30$. Toutefois il s'agit d'une architecture dont les bras sont entièrement constitués de fibres passives. Les 48 faisceaux interfèrent avec un faisceau référence sur une caméra CCD (voir Figure I-16). L'analyse des 48 figures d'interférences permet alors de déterminer les phases des différents faisceaux. Les phases sont ensuite ajustées grâce à des cales piézo-électriques placées sur les différentes voies à combiner.

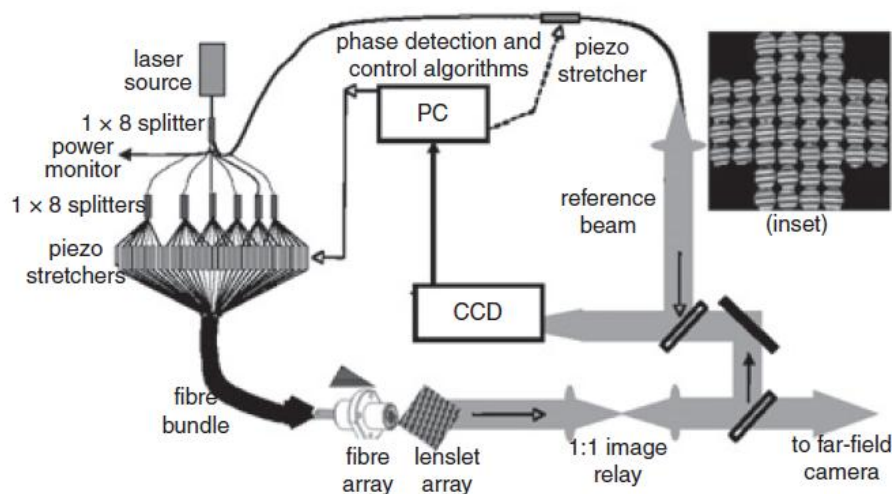


Figure I-16 : Dispositif de combinaison cohérente de 48 émetteurs par contrôle actif des phases, leur analyse étant réalisée par marquage optique [25].

Malgré ces bons résultats et notamment le record du nombre de faisceaux mis en phase, la nécessité de disposer d'autant de détecteurs qu'il y a d'émetteurs à cophaser, devient rapidement contraignante. La combinaison d'un grand nombre de faisceaux semble alors difficile à réaliser car l'augmentation du nombre de voies complexifie le dispositif global de mise en phase.

III.2.1.2. Analyse des phases par marquage fréquentiel

Cette technique est plus simple à mettre en œuvre que celle par marquage optique car elle ne nécessite qu'un seul détecteur, placé dans le plan où se superposent tous les faisceaux (champ lointain). La discrimination des émetteurs est alors réalisée dans le domaine fréquentiel, car chaque voie est repérée par sa propre fréquence de modulation.

En 2005, les laboratoires *HRL* ont, grâce à cette technique d'analyse des phases, rapporté la mise en phase de sept amplificateurs à fibre dans une architecture MOPA [26] (Figure I-17) La particularité de leur dispositif est l'absence de modulateur de phase sur les voies amplificatrices. Le marquage fréquentiel ainsi que l'ajustement des phases sont réalisés en modulant le courant de pompage des différents amplificateurs. Pour l'identification des sept faisceaux, chaque voie amplificatrice est repérée par une fréquence de modulation située autour de 20 kHz. La correction des phases des émetteurs est obtenue par une modification de l'indice de réfraction du cœur de la fibre liée aux variations de la puissance de pompage des amplificateurs (relation de *Kramers Kronig*). Dans cette expérience une variation de 1 A du courant de pompage entraîne une variation de phase de 2π . Cependant, ce système est limité par le temps nécessaire à l'asservissement électronique pour corriger les phases ($0,2\pi/ms$) qui est plus grand que le temps de fluorescence de l'ion ytterbium ($4\pi/ms$).

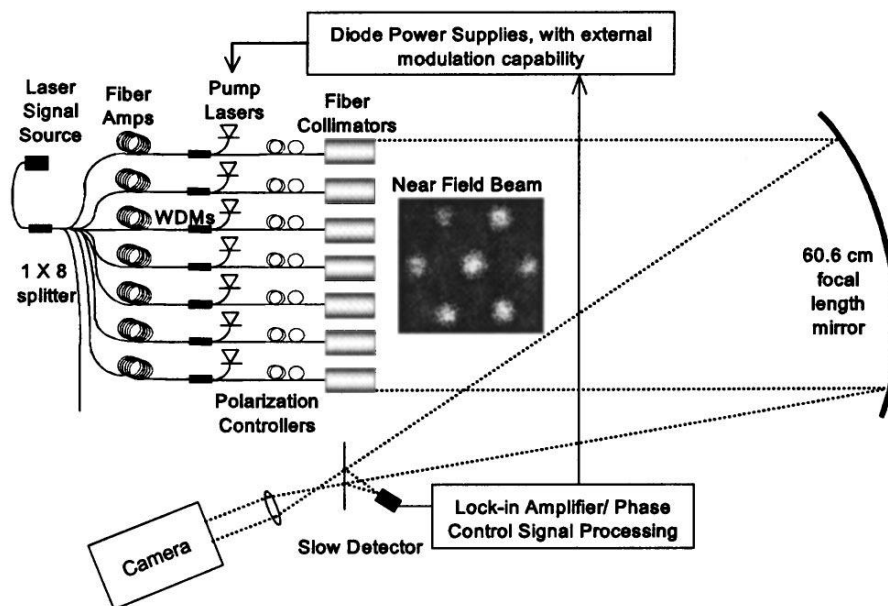


Figure I-17 : Dispositif expérimental de mise en phase par voie active de 7 amplificateurs à fibre, l'analyse des phases étant réalisée par marquage fréquentiel [26].

L'analyse des phases par marquage fréquentiel a également été développée par l'*Air Force Research Laboratory (AFRL)* sous le nom de LOCSET (pour Locking of Optical Coherence by Single detector Electronic Tagging). Des modulateurs électro-optiques, placés sur les différents bras, assurent l'ajustement des phases ainsi que le marquage fréquentiel des différents faisceaux amplifiés. L'analyse des phases est réalisée grâce à un photo-détecteur unique placé en champ lointain, associé à un traitement numérique. Il existe deux variantes : celle où tous les émetteurs sont modulés, un traitement numérique détermine alors le déphasage de chaque émetteur par rapport à la phase moyenne des émetteurs (self-synchronous LOCSET), et celle où le déphasage des différents émetteurs est déterminé par rapport à une voie non modulée (self-referenced LOCSET) [27].

En 2006, l'*AFRL* a montré la mise en phase de neuf fibres passives grâce à la technique du self-synchronous LOCSET ; et la mise en phase de huit fibres passives avec celle du self-referenced LOCSET [28]. Leurs résultats montrent, jusqu'à neuf émetteurs, une erreur de phase résiduelle stable de $\lambda/20$ qui ne varie pas en fonction du nombre d'émetteurs.

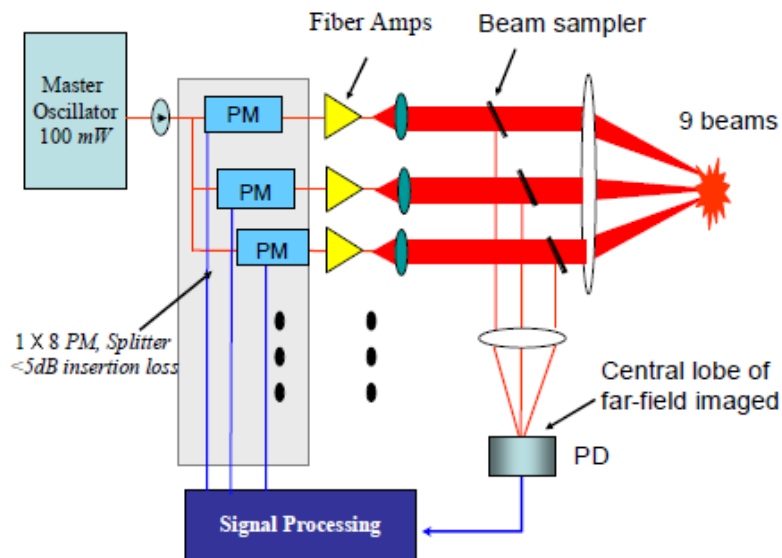


Figure I-18 : Dispositif de mise en phase de 9 amplificateurs à fibre par marquage fréquentiel [28].

Cette technique a permis d'obtenir le record en puissance, pour une mise en phase active. En effet, *Shay et ses collaborateurs* ont présenté en 2009 la mise en phase de cinq amplificateurs à fibre pour une puissance totale recombinaisonnée de 725 W avec une erreur de phase résiduelle de $\lambda/60$ [29].

Ces techniques d'analyse des phases par marquage fréquentiel sont moins complexes à mettre en œuvre que les techniques par marquage optique car elles ne nécessitent qu'un seul détecteur et ne requièrent pas de signal de référence externe. Toutefois, la discrimination fréquentielle des faisceaux nécessite un ajustement précis des différentes fréquences d'identification pour éviter tout recouvrement, notamment lors de la mise en phase d'un grand nombre d'émetteurs.

III.2.1.3. Analyse des phases par diffusion itérative d'erreurs

Ces techniques reposent également sur l'utilisation d'un seul détecteur, mais les différents faisceaux ne sont pas discriminés fréquentiellement. Le détecteur, placé en champ lointain, ne collecte qu'une partie du lobe central de la figure de diffraction. Le système d'asservissement ajuste les phases des différentes voies de sorte à maximiser l'intensité du lobe central du champ lointain affiché sur le détecteur. L'ajustement des phases repose sur l'utilisation d'un algorithme itératif complexe basé sur la diffusion d'erreurs. Les algorithmes de type SPGD (Stochastic Parallel Gradient Descent) sont le plus souvent utilisés, basés sur un processus itératif de perturbation volontaire et arbitraire de l'ensemble des phases relatives et une mesure des variations de signal d'erreur.

Récemment, *Vorontsov et ses collaborateurs* ont rapporté, à partir de cette technique d'analyse des phases, la mise en phase des rayonnements propagés dans sept fibres passives [30]. En plus d'une rétroaction assurant l'ajustement des phases des différents faisceaux, les auteurs ont ajouté deux autres rétroactions, l'une permettant de stabiliser les niveaux de puissance et l'autre permettant de corriger l'inclinaison du front d'onde de chaque faisceau. Ces trois asservissements reposent sur des algorithmes itératifs basés sur la même technique SPGD.

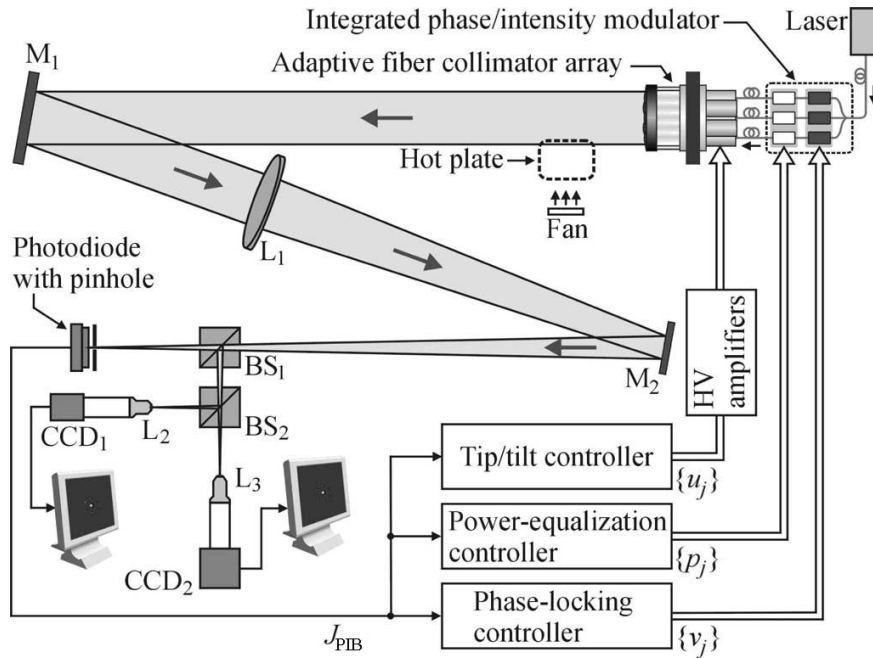


Figure I-19 : Dispositif de mise en phase des rayonnements propagés dans 7 fibres passives par diffusion itérative d'erreur [30].

Cette technique a également été utilisée par *Zhou et ses collaborateurs* qui ont montré la combinaison de 2 puis 3 amplificateurs de 1 W chacun, avec des contrastes de franges d'interférences respectifs de 98% et 85% [31]. Dans cette configuration la fréquence de réactualisation du signal de commande est de 16,5 kHz. Toutefois le temps de réponse de leur dispositif de mise en phase est limité car une centaine d'itérations sont nécessaires. Un record a été obtenu par *Lhermite et Col.* en 2010 à *Xlim* avec le cophasage des rayonnements propagés dans les 49 cœurs non couplés d'une fibre passive [32]. La mise en phase réalisée par une matrice de cristaux liquides a permis d'atteindre une efficacité de combinaison de 96%. Dans cette configuration, le temps de cophasage est long (de l'ordre de la minute). Il est limité par la commande et le temps de réponse de la matrice.

III.2.1.4. Autres dispositifs d'analyse des phases

D'autres dispositifs existent pour analyser les phases, on citera notamment celui basé sur l'holographie numérique. Ce principe a été proposé par *Thales Research and Technology* et expérimenté pour verrouiller les rayonnements provenant de trois fibres passives avec une erreur de phase résiduelle de $\lambda/10$ [33]. Dans cette technique, la mise en phase repose sur l'utilisation conjointe d'une matrice de cristaux liquides (SLM, pour Spatial Light Modulator) et d'une caméra CCD. Un faisceau référence se propage dans les fibres à contresens du signal

à amplifier avant de venir interférer avec un autre faisceau référence sur la matrice de la caméra. Le champ d'interférences enregistré est alors directement affiché sur le SLM. Finalement, le signal à amplifier vient relire cet interférogramme, le champ diffracté correspond au conjugué en phase du faisceau référence contra-propagatif, ce qui lui permet de compenser les perturbations liées à la propagation dans l'ensemble des fibres. Les faisceaux en sortie des multiples fibres sont alors tous en phase. Cependant cette technique souffre d'une très faible efficacité de diffraction du SLM, de la bande passante vidéo limitée et de contraintes sur le niveau d'amplitude du faisceau référence contra-propagatif par rapport au gain de l'amplificateur.

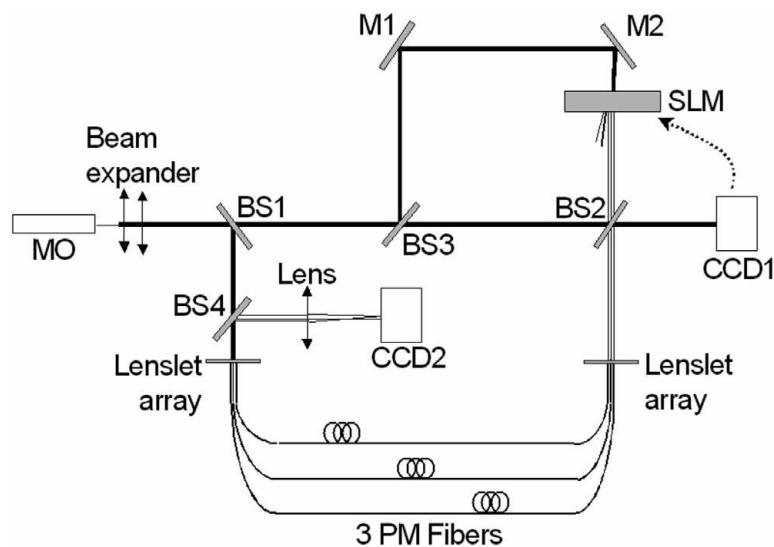


Figure I-20 : dispositif de mise en phase de 3 fibres par holographie numérique [33].

III.2.2. Combinaison cohérente de lasers à fibre par voie passive

Les techniques de combinaison cohérente par voie passive permettent de s'affranchir des dispositifs complexes d'analyse et d'ajustement des phases relatives rencontrés dans les systèmes actifs. En effet, ces méthodes passives exploitent les propriétés d'auto-organisation des lasers qui favorisent l'émission des modes spatiaux et spectraux de moindres pertes intracavité. Le verrouillage des phases est obtenu à partir d'une opération de filtrage qui peut être spatial ou spectral, ou à partir d'échange d'énergie entre les différents lasers.

III.2.2.1. Mise en phase par filtrage spectral

Il s'agit de configurations interférométriques (de type Michelson ou Mach Zehnder) dans lesquelles sont disposés en parallèle plusieurs amplificateurs. Le filtrage spectral est

imposé par l'architecture d'interféromètre de la cavité. Les différents bras du résonateur interféromètre sont des lasers qui vont osciller sur des modes longitudinaux communs de façon à minimiser les pertes intracavité. La sommation cohérente des champs provenant des différents bras amplificateurs du laser est réalisée sur le dernier coupleur vers la voie commune de l'interféromètre. Dans ces configurations, le faisceau de sortie est unique, la recombinaison est donc réalisée à la fois en champ proche et en champ lointain.

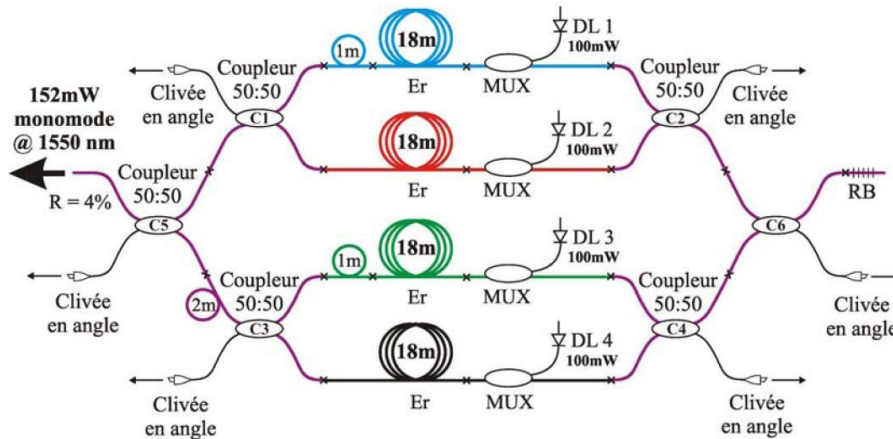


Figure I-21 : Combinaison cohérente de 4 lasers à fibre en configuration Mach-Zehnder [34].

Ces techniques de combinaison ont été initiées au sein du laboratoire *Xlim*, et des démonstrations de principe ont permis de coupler 2 lasers par voie interférométrique en configuration Michelson et en configuration Mach-Zehnder [35]. La combinaison de 4 amplificateurs à fibre en configuration Mach-Zehnder a également été réalisée [34], avec une très bonne efficacité de combinaison (95%). Des résultats similaires ont été obtenus avec quatre lasers en configuration Michelson par le laboratoire japonais Institute for Laser Science [36]. Toujours dans une architecture Michelson, ce même laboratoire a réalisé en 2004 la combinaison de huit lasers à fibre [37]. L'efficacité de combinaison mesurée est alors de 85%. Les auteurs montrent que l'augmentation du nombre de lasers mis en jeu entraîne une diminution de l'efficacité de combinaison en raison de la raréfaction des coïncidences modales entre les différentes sous-cavités du laser.

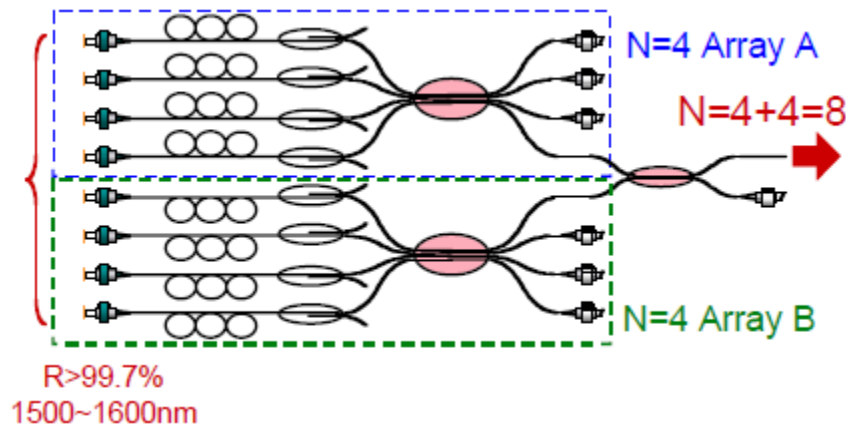


Figure I-22 : Combinaison cohérente de 8 lasers à fibre en configuration Michelson [37].

Malgré les bons résultats obtenus, ces architectures interférométriques présentent quelques inconvénients. Pour un grand nombre de lasers à fibre à combiner, ces architectures arborescentes deviennent trop encombrantes à mettre en œuvre. De plus, le coupleur de sortie ainsi que la fibre commune de sortie doivent supporter toute la puissance, ce qui risque de les endommager voire de les détruire. En 2005, *Bruesselbach et ses collaborateurs* du *HRL* [38] ont proposé une configuration de type Michelson dans laquelle la combinaison des faisceaux de deux lasers à fibre est réalisée en espace libre. Ceci permet de supprimer la fibre commune de sortie et par conséquent de bénéficier d'une meilleure tenue au flux par rapport à une configuration toute fibrée.

Toutefois, ces architectures où la recombinaison s'effectue à la fois en champ proche et en champ lointain imposent de fortes densités de puissance au niveau du coupleur de sortie. La montée en puissance de ce type d'architecture est donc limitée par la densité de puissance que peut supporter l'élément combineur ainsi que par les limitations physiques de la fibre dans le cas des configurations toutes fibrées.

Parmi les techniques de mise en phase ou la recombinaison s'effectue intracavité on peut citer celles basées sur l'utilisation d'un élément d'optique diffractive (EOD). L'avantage de cet élément est qu'il présente une efficacité de combinaison théorique quasi parfaite (proche de 100%). Cependant, son intégration dans une cavité à bras multiples nécessite une bonne tenue au flux, ce qui constitue une limitation pour la génération de très fortes puissances.

III.2.2.2. Mise en phase par injection mutuelle

Le couplage par injection mutuelle consiste à coupler une partie de l'énergie d'un laser à son ou ses voisins. Ces échanges entre les différents lasers élémentaires conduisent à une structure de résonateur complexe constitué de multiples sous-cavités couplées. Les différents lasers vont alors émettre sur des modes longitudinaux communs, verrouillant ainsi les phases des N sources élémentaires. Il s'agit d'une cavité à émetteurs multiples et la combinaison des faisceaux issus des N lasers à fibre est réalisée extra-cavité en champ lointain. Il n'existe alors aucun endroit dans la cavité où se superposent l'ensemble des faisceaux élémentaires, ce qui est favorable à l'émission de très forte puissance.

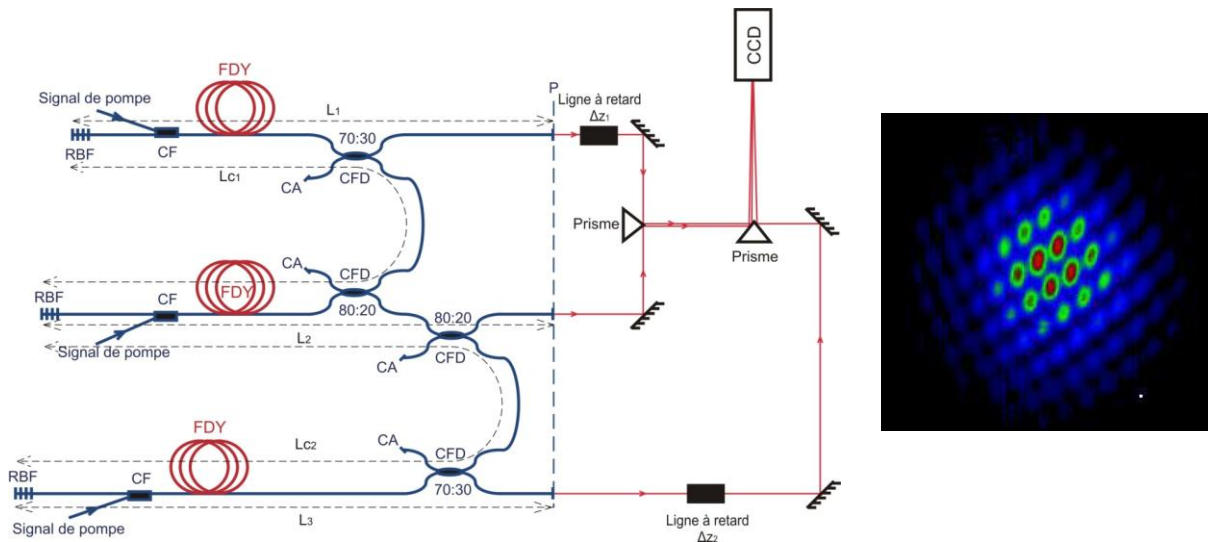


Figure I-23 : Dispositif expérimental de combinaison cohérente de 3 lasers à fibre dopée ytterbium par injection mutuelle et champ lointain correspondant [39].

Cette technique fait partie des techniques de combinaison cohérente explorées au sein du laboratoire *Xlim*. En 2010, *Sandrine Auroux* a ainsi verrouillé en phase trois lasers à fibre dopée ytterbium (Figure I-23) [39]. Elle a également mis en évidence l'importance de l'ajustement extra-cavité des différences de chemin optique, pour obtenir des franges d'interférences stables et contrastées. *Chen et ses collaborateurs* ont quant à eux publié au cours de la même année, la mise en phase de quatre lasers à fibre dopée erbium avec une efficacité de combinaison proche de 90% (Figure I-24) [40].

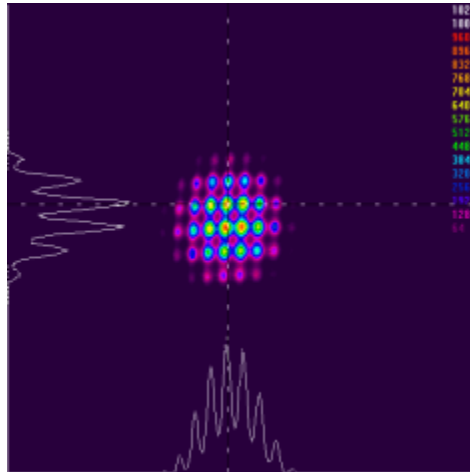


Figure I-24 : Champ lointain correspondant à la recombinaison par injection mutuelle de 4 lasers à fibre [40].

Toutefois, les liaisons entre les N lasers élémentaires augmentent considérablement le nombre de cavités mises en jeu ($2N-1$ cavités). Ceci a pour effet de réduire le nombre de coïncidences entre les modes longitudinaux des sources élémentaires ce qui doit se traduire par une diminution rapide de l'efficacité de combinaison.

III.2.3. Mise en phase par filtrage spatial

Ces techniques de mise en phase reposent sur l'utilisation d'un filtrage spatial intracavité. Cette opération de filtrage impose les relations de phase entre les différents émetteurs qui vont minimiser les pertes intracavité. Elle peut être mise en œuvre dans différentes architectures de cavité et réalisée à partir de différents types de filtres diffractifs.

III.2.3.1. Cavité à transformation de Fourier

Une cavité à transformation de Fourier est constituée sous sa forme la plus simple de deux miroirs plans placés dans les plans focaux d'une lentille convergente. Le champ affiché sur un des miroirs est alors la transformée de Fourier du champ affiché sur l'autre miroir [41]. Ce type de résonateur a été utilisé pour verrouiller en phase plusieurs faisceaux lasers issus soit d'un unique milieu amplificateur [42] soit d'un ensemble d'amplificateurs [43]. Le verrouillage des phases est obtenu grâce à un filtre diffractif de caractéristiques opto-géométriques adaptées, positionné dans un des plans focaux de la lentille intracavité par exemple contre le miroir de sortie du laser.

En 2006, *He et ses collaborateurs* ont réalisé, dans une cavité à transformation de Fourier, la mise en phase de deux amplificateurs à fibre dopée ytterbium [43]. Un filtre est juxtaposé au miroir de sortie de cavité et impose des zéros d'amplitude périodiques au spectre de fréquences spatiales du champ émis par les deux lasers (Figure I-25). Le laser va alors osciller sur les modes longitudinaux de moindres pertes, pour lesquels le champ émis se rapproche de la structure matérialisée par le filtre. La puissance recombinaée, extraite de la cavité était de 12,3 W.

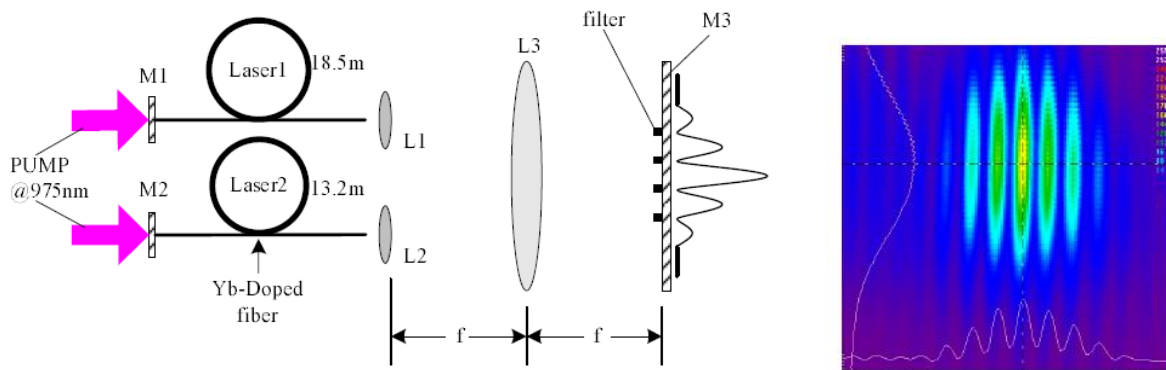


Figure I-25 : Dispositif de combinaison cohérente de lasers à fibre par filtrage spatial [43].

Malgré ces bons résultats à faibles niveaux de puissance, cette méthode de combinaison ne semble pas adaptée à la génération de fortes puissances. En effet, le composant de filtrage placé intracavité est soumis à de fortes densités de puissance pouvant mener à sa détérioration.

Corcoran et col. [44] ont quant à eux publié, dans une architecture proche, la mise en phase de sept lasers à fibre. Pour cela ils utilisent une cavité auto-transformée de Fourier, qui consiste à accoler le miroir de sortie de la cavité à une lentille convergente, par réflexion sur ce miroir, les deux plans focaux de la lentille sont alors confondus (Figure I-26).

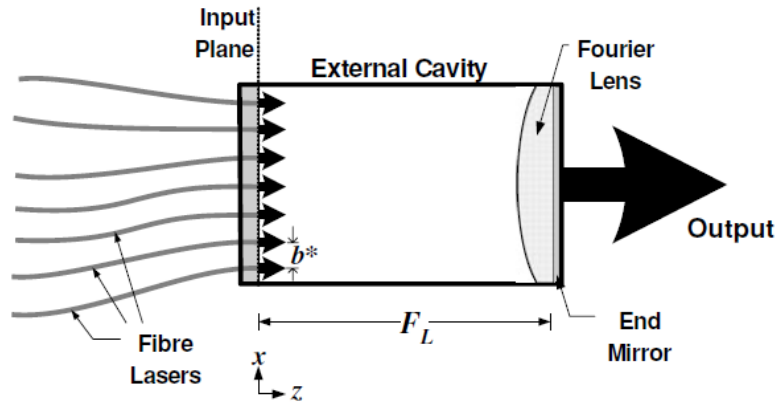


Figure I-26 : Cavité laser auto TF [44].

L'association du miroir avec la lentille permet donc d'afficher dans le plan des fibres le spectre de fréquences spatiales correspondant au champ émis par ces mêmes fibres. Ce sont les extrémités des fibres elles-mêmes, espacées périodiquement en entrée de cavité, qui réalisent le filtrage spatial qui va conduire à l'établissement d'un champ auto-transformé de Fourier et donc à des faisceaux émis en phase. Cette configuration laser impose un arrangement spécifique des fibres pour que champs proche et lointain soient identiques.

III.2.3.2. Mise en phase par filtrage pupillaire simple dans une cavité à TF

Cette technique de combinaison a été proposée en 2007 par le laboratoire *Xlim* [45] et [46], elle s'inscrit dans le prolongement des travaux réalisés sur les lasers interféromètres et les lasers à transformation de Fourier. Le verrouillage des phases est obtenu grâce à un filtrage pupillaire simple intracavité du spectre de fréquences spatiales des différents faisceaux émis. Ce filtrage est dimensionné de façon à ne sélectionner que le lobe principal du champ lointain. Le signal filtré alimente alors de manière identique (avec les mêmes informations de phase et d'amplitude) les différents amplificateurs par une boucle de rétroaction unique tout optique (fibre unimodale). Le spectre de fréquences temporelles s'auto-ajuste en permanence de façon à conserver des relations de phase qui permettent de maximiser l'intégrale de recouvrement entre le lobe central de la figure de diffraction et le mode de la fibre de rétroaction. La majeure partie de la puissance est extraite de la cavité sous la forme de N faisceaux parallèles en phase provenant des N amplificateurs, pour se recombiner en champ lointain.

Jérôme Lhermite a ainsi réalisé une démonstration de principe à faible niveau de puissance, dans laquelle quatre lasers à fibre dopée erbium sont verrouillés en phase (Figure I-27). On peut noter que l'opération de filtrage étant réalisée dans un plan de la cavité où les faisceaux élémentaires sont focalisés mais peu puissants, cela minimise les risques d'endommagement des éléments de la cavité.

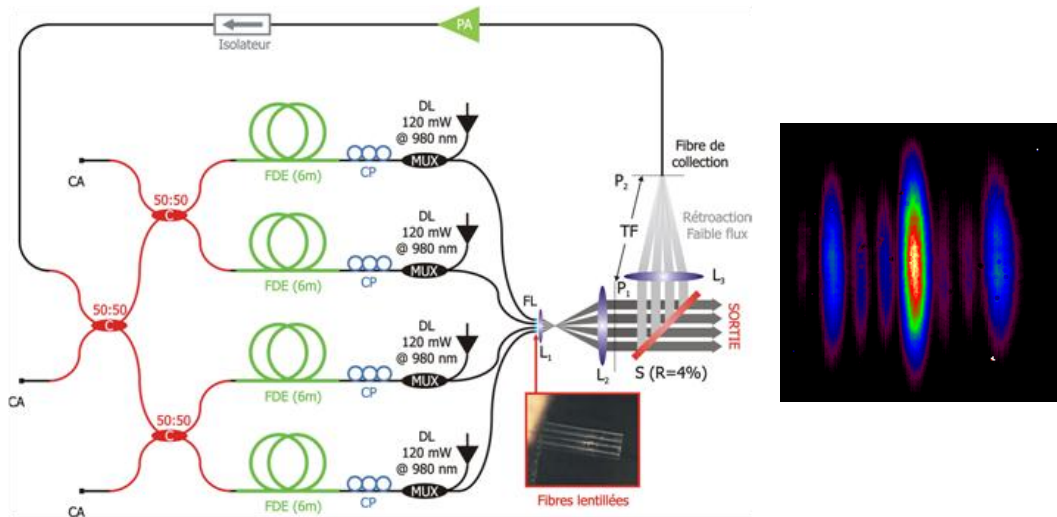


Figure I-27 : Dispositif expérimental de combinaison cohérente par filtrage spatial intracavité de 4 lasers à fibre dopée erbium [46].

En 2008, les sociétés *Northrop Grumman* et *Aculight corporation* ont publié, dans cette configuration, la mise en phase de quatre lasers à fibre dopée ytterbium de type LMA [47]. Ils ont ainsi obtenu une puissance totale de 710 W dont 45% était comprise dans le lobe central de la figure de diffraction (Figure I-28).

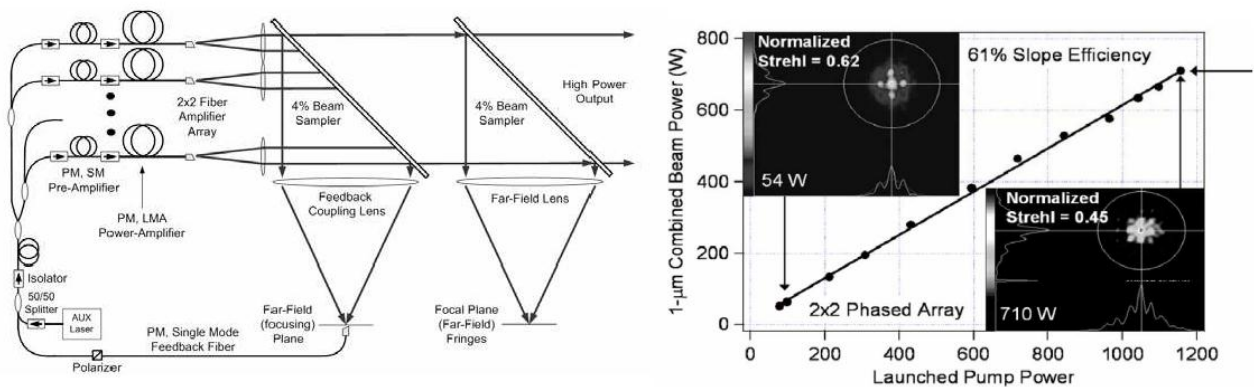


Figure I-28 : Dispositif expérimental de combinaison cohérente par filtrage spatial intracavité de 4 lasers à fibre LMA [47].

Le record en nombre de lasers à fibre combinés est également détenu par la société *Northrop* qui a présenté en 2008 la mise en phase de seize lasers à fibre délivrant 5 W chacun [48]. L'architecture laser est la même que celle qui a permis d'obtenir le record de puissance combinée ; les 16 émetteurs sont disposés dans un arrangement 2D (4x4) et la mise en phase est obtenue par un filtrage spatial du champ lointain associé à une rétroaction fibrée. Bien que l'efficacité de combinaison ne soit pas parfaite, l'intensité crête relevée lorsque les 16 sources sont en phase est plus de 10 fois supérieure à celle obtenue pour une émission où les phases ne sont pas verrouillées.

Ces résultats montrent le fort potentiel de cette technique de mise en phase passive ainsi que la simplicité de mise en œuvre de cette technique. C'est donc une configuration similaire à celle-ci qui fait l'objet de notre étude et qui est détaillée dans la suite de ce manuscrit.

IV. Conclusion

Au cours de ce premier chapitre, j'ai présenté les différentes technologies mises en œuvre pour atteindre de forts niveaux de puissance dans les lasers à fibre. Le développement des fibres à large aire modale a permis d'atteindre un niveau de puissance de 10 kW avec un faisceau proche de la limite de diffraction. Toutefois, des études théoriques montrent que dans le cas d'une émission spatialement unimodale, le niveau de puissance maximal accessible à partir d'un laser à fibre est de 36 kW [2]. Pour atteindre un niveau de puissance supérieur à celui-ci, il apparaît alors indispensable de combiner les rayonnements provenant de plusieurs lasers à fibre.

Ainsi, j'ai cité dans ce chapitre les principales techniques de combinaison de faisceaux parmi lesquelles on distingue les techniques de combinaison incohérente, destinées aux applications de forte puissance ne nécessitant pas de finesse spectrale (usinage, soudage...), des techniques de combinaison cohérente, destinées aux applications où une bonne cohérence de la source est requise (communication en espace libre, LIDAR). Parmi celles-ci, la technique de combinaison cohérente à émetteurs multiples est la plus efficace pour atteindre de très fortes puissances.

A ce jour, ce sont les techniques de combinaison cohérente par voie active qui permettent de mettre en phase le plus grand nombre d'émetteurs, grâce à des dispositifs externes d'analyse et d'ajustement des phases. Néanmoins, ces derniers complexifient grandement la mise en œuvre et augmentent le temps de réponse du système. Par ailleurs, leur adaptation au régime de fonctionnement impulsif basse cadence et haute énergie apparaît problématique.

La combinaison cohérente par voie passive est quant à elle beaucoup plus simple à mettre en œuvre car elle ne nécessite aucun dispositif externe pour mettre en phase les différentes sources lasers. Cette mise en phase est obtenue grâce aux propriétés d'auto-organisation des lasers associées à une étape de filtrage. Bien que les premières démonstrations expérimentales et études numériques montrent que ces techniques ne sont pas destinées à la mise en phase d'un grand nombre de sources lasers, leur simplicité de mise en œuvre par rapport aux techniques actives les rendent très attrayantes. De plus, il est envisageable de les exploiter pour un fonctionnement en régime impulsif. C'est donc

pour ces raisons, que ces travaux de thèse ont été orientés vers l'exploration du potentiel d'une technique de combinaison cohérente par voie passive.

Bibliographie

- [1] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tuminelli, and B. C. McCollum, "Double-clad, offset core Nd fiber laser," in *Optical Fiber Sensors*, New Orleans, 1988.
- [2] J. W. Dawson, et al., "Analysis of the scalability of diffraction-limited fiber lasers and amplifiers to high average power," *Optics Express*, vol. 16, no. 17, 2008.
- [3] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. San Diego: Academic Press, third edition, 2001.
- [4] R. Jamier, "Propriétés linéaires des fibres optiques à cristal photonique à coeur solide," 2007.
- [5] J. Limpert, et al., "The rising power of fiber lasers and amplifiers," *IEEE journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 13, no. 3, 2007.
- [6] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*. Berlin: Springer, 2006.
- [7] J. P. Koplow, D. A. V. Kliner, and L. Goldberg, "Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier," *Optics Letters*, vol. 25, no. 7, 2000.
- [8] Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, and J. Nilson, "Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power," *Optics Express*, vol. 12, no. 25, 2004.
- [9] P. Wang, L. J. Cooper, J. K. Sahu, and W. A. Clarkson, "Efficient single-mode operation of a cladding pumped ytterbium-doped helical-core fiber laser," *Optics letters*, vol. 31, no. 2, 2006.
- [10] S. Ramachandran, et al., "Light propagation with ultralarge modal areas in optical fibers," *Optics Express*, vol. 31, no. 12, 2006.
- [11] C. D. Brooks and F. Di Teodoro, "Multimegawatt peak-power, single-transverse-mode operation of a 100 μm core diameter, Yb-doped rodlike photonic crystal fiber amplifier," *Applied Physics Letters*, vol. 89, 2006.

- [12] J. Limpert, et al., "Extended single-mode photonic crystal fiber lasers," *Optics Express*, vol. 14, no. 7, 2006.
- [13] J. Bouillet, et al., "High power ytterbium-doped rod-type three-level photonic crystal fiber laser," *Optics Express*, vol. 16, no. 22, 2008.
- [14] E. Pureur, et al., "ytterbium-doped solid core photonic bandgap fiber for laser operation around 980 nm," *Applied Physics Letters*, vol. 92, 2008.
- [15] D. A. Gaponov, et al., "100 W from a photonic bandgap bragg fiber laser," in *Conference on Lasers and Electro-Optics US*, San Jose, 2010.
- [16] O'Connor, M.; IPG Photonics Corp., "Power scaling of SM fiber lasers toward 10 kW," in *Conference on Lasers and Electro-Optics US*, Baltimore, 2009.
- [17] www.ipgphotonics.com.
- [18] B. Shiner, "The fibre laser: Delivering power," *Nature Photonics*, vol. 4, no. 290, 2010.
- [19] P. Sprangle, A. Ting, J. Penano, R. Fisher, and B. Hafizi, "Incoherent combining and atmospheric propagation of high power fiber lasers for directed-energy applications," *IEEE journal of quantum electronics*, vol. 45, no. 2, 2009.
- [20] S. Klingebiel, F. Roser, B. Ortaç, J. Limpert, and A. Tunnermann, "Spectral beam combining of Yb-doped fiber lasers with high efficiency," *J. Opt Soc. Am. B*, vol. 24, no. 8, 2007.
- [21] S. J. Augst, A. K. Goyal, R. L. Aggarwal, T. Y. Fan, and A. Sanchez, "Wavelength beam combining of ytterbium fiber lasers," *Optics Letters*, vol. 28, no. 5, 2003.
- [22] C. Wirth, et al., "2 kW incoherent beam combining of four narrow-linewidth photonic crystal fiber amplifiers," *Optics express*, vol. 17, no. 03, 2009.
- [23] E. C. Cheung, et al., "Diffractive-optics-based beam combination of a phase locked fiber laser array," *Optics letters*, vol. 33, no. 4, 2008.

- [24] M. Wickham, et al., "Coherently coupled high power fiber arrays," in *Fiber Lasers III: Technology, Systems, and Applications*, San Jose, 2006.
- [25] C. X. Yu, J. E. Kinsky, S. E. J. Shaw, D. V. Murphy, and C. Higgs, "Coherent beam combining of a large number of PM fibers in a 2D fiber array," *Electronics Letters*, vol. 42, no. 18, 2006.
- [26] H. Bruesselbach, S. Wang, M. Minden, D. C. Jones, and M. Mangir, "Power-scalable phase compensating fiber-array transceiver for laser communications through the atmosphere," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 22, no. 2, 2005.
- [27] T. M. Shay, et al., "Self-synchronous and self referenced coherent beam combination for large optical arrays," *IEEE journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 13, no. 3, 2007.
- [28] T. M. Shay, et al., "First experimental demonstration of self-synchronous phase locking of an optical array," *Optics Express*, vol. 14, no. 25, 2006.
- [29] T. M. Shay, et al., "High-power phase locking of a fiber amplifier array," in *Fiber Lasers VI: Technology, Systems, and Applications*, San Jose, 2009.
- [30] M. A. Vorontsov, et al., "Adaptative array of phase-locked fiber collimators: Analysis and experimental demonstration," *IEEE journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 15, no. 2, 2009.
- [31] P. Zhou, et al., "Coherent beam combining of fiber amplifiers using stochastic parallel gradient descent algorithm and its application," *IEEE journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 15, no. 2, 2009.
- [32] J. Lhermite, et al., "Coherent combining of 49 lasers beams from a multiple core optical fiber by a spatial light modulator," *Optics Express*, vol. 18, no. 5, 2010.
- [33] C. Bellanger, A. Brignon, J. Colineau, and J. P. Huignard, "Coherent fiber combining by digital holography," *Optics Letters*, vol. 33, no. 24, 2008.

- [34] D. Sabourdy, et al., "Efficient coherent combining of widely tunable fiber lasers," *Optics Express*, vol. 11, no. 2, 2003.
- [35] D. Sabourdy, et al., "Power scaling of fibre lasers with all-fibre interferometric cavity," *Electronics Letters*, vol. 38, no. 14, 2002.
- [36] A. Shirakawa, T. Saitou, T. Sekiguchi, and K. Ueda, "Coherent addition of fiber lasers by use of a fiber coupler," *Optics Express*, vol. 10, no. 21, 2002.
- [37] A. Shirakawa, K. Matsuo, and K. Ueda, "Power summation and bandwidth narrowing in coherently-coupled fiber laser array," in *Conference on Lasers and Electro-Optics US*, San Jose, 2004.
- [38] M. Fridman, V. Eckhouse, N. Davidson, and A. A. Friesem, "Efficient coherent addition of fiber lasers in free space," *Optics Letters*, vol. 32, no. 7, 2007.
- [39] S. Auroux, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, and A. Barthelemy, "Mutual injection for coherent combining of fiber lasers," in *Laser Optics 2010*, St Petersburg, 2010.
- [40] Z. Chen, et al., "Self-organized coherence in fiber laser arrays by mutual injection locking," in *Laser Optics 2010*, St Petersburg, 2010.
- [41] V. Kermene, et al., "Flattening of the spatial laser beam profile with low losses and minimal beam divergence," *Optics Letters*, vol. 17, no. 12, 1992.
- [42] M. Tondusson, C. Froehly, V. Kermene, and M. Vampouille, "Coherent combination of four laser beams in a multi-axis fourier cavity using a diffractive optical element," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 3, pp. 521-526, 2001.
- [43] B. He, et al., "High power coherent beam combination from two fiber lasers," *Optics Express*, vol. 14, no. 7, 2006.

- [44] C. J. Corcoran and F. Durville, "Experimental demonstration of a phase-locked laser array using a self-Fourier cavity," *Applied Physics Letters*, vol. 86, 2005.
- [45] J. Lhermite, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, and A. Barthelemy, "Passive phase locking of an array of four fiber amplifiers by an all-optical feedback loop," *Optics Letters*, vol. 32, no. 13, 2007.
- [46] J. Lhermite, "Auto-synchronisation et combinaison cohérente de lasers à fibre," 2008.
- [47] T. H. Loftus, et al., "Four-channel, high power, passively phase locked fiber Array," in *Advanced Solid-State Photonics*, Nara, Japon, 2008.
- [48] S. A. Shakir, "Coherent combining of fiber arrays using passive phasing," in *IEEE and Lasers Electro-Optics Society*, Acapulco, 2008.

Chapitre II.
***Combinaison cohérente de
lasers à fibre par filtrage
spatial intracavité***

I. Introduction

Après avoir présenté, au cours du premier chapitre, les principales techniques de combinaison de lasers à fibre, ce second chapitre est dédié à l'étude de la technique de combinaison cohérente de lasers à fibre par filtrage spatial intracavité. Cette étude s'inscrit directement à la suite de la démonstration de principe réalisée à faibles niveaux de puissance par *Jérôme Lhermite*, dont les résultats obtenus avec quatre lasers à fibre ont montré un potentiel intéressant. La majeure partie de ce second chapitre est donc consacrée à une montée progressive des niveaux de puissances à recombinaison. Cette étude, réalisée à 4 émetteurs, a pour objectif de confirmer la compatibilité de cette méthode de combinaison avec de forts niveaux de puissance et surtout d'observer quelles sont les difficultés à surmonter lors de cette montée en puissance.

La première partie de ce chapitre est consacrée à la description du principe de fonctionnement du laser multi-émetteurs. Après avoir présenté les principaux critères d'évaluation utilisés pour la caractérisation spatiale de l'émission laser de ce type de source, je présenterai l'influence, sur le champ lointain, de différents paramètres comme la répartition des faisceaux en champ proche (taux de remplissage), les désaccords de puissance et de phase entre les différents émetteurs.

La seconde partie de ce chapitre rapporte une étude expérimentale dans laquelle nous avons exploité la technique de combinaison cohérente présentée précédemment pour combiner quatre lasers à fibre. Le but de cette étude expérimentale est de mettre en évidence l'importance de l'ajustement de la surtension de la cavité du laser multi-émetteurs pour obtenir une bonne qualité de cophasage, et ce pour différents niveaux de puissance. Au cours de cette étude expérimentale, nous avons augmenté progressivement les niveaux de puissance délivrés par les quatre lasers à combiner (jusqu'à 50 W par amplificateur).

Une troisième partie est dédiée à l'étude du temps nécessaire à la cavité laser en configuration annulaire, pour verrouiller en phase les différents émetteurs. Pour cela, nous avons cherché à perturber les relations de phase entre les émetteurs. En pratique, ce dérèglement peut s'apparenter aux effets d'éventuelles perturbations environnementales. Cette

information pourrait également être intéressante en vue d'un fonctionnement en régime impulsionnel.

Enfin, la dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'étude expérimentale d'une architecture originale de combinaison cohérente de lasers à fibre. Dans cette partie nous avons appliqué le procédé de mise en phase utilisé jusqu'ici dans une architecture linéaire à extraction centrale par polarisation. Un des intérêts de cette architecture est de pouvoir bénéficier d'un taux d'extraction variable grâce à l'association d'un polariseur et d'une lame quart d'onde.

II. Principe de fonctionnement

L'architecture proposée par Jérôme Lhermite pour verrouiller en phase plusieurs lasers à fibre est basée sur une cavité multi-émetteurs pour laquelle la combinaison des différents rayonnements émis est réalisée uniquement en champ lointain [1]. Il s'agit d'une cavité en anneau unidirectionnelle, composée de plusieurs bras amplificateurs (A) qui assurent une amplification en parallèle. Les rayonnements issus des différents amplificateurs sont collimatés et juxtaposés pour former un ensemble compact de faisceaux parallèles entre eux et périodiquement espacés. Une lame faiblement réfléchissante (S) joue le rôle de coupleur de sortie. Elle renvoie une faible fraction du rayonnement vers la fibre dite « de collection », qui assure à la fois la rétroaction et un filtrage spatial. La majeure partie de la puissance est, quant à elle, transmise par la lame et constitue le faisceau de sortie du laser. L'extrémité de la fibre de collection est placée au foyer de la lentille (L) (plan P2) qui affiche le spectre de fréquences spatiales des multiples faisceaux présents en champ proche (plan P1). Cette fibre prélève une partie de la figure de diffraction correspondant au lobe central dans le cas d'une émission en phase. Le rayonnement prélevé est par la suite pré-amplifié (PA) et redistribué aux différentes voies amplificatrices du laser, au travers d'une arborescence de coupleurs.

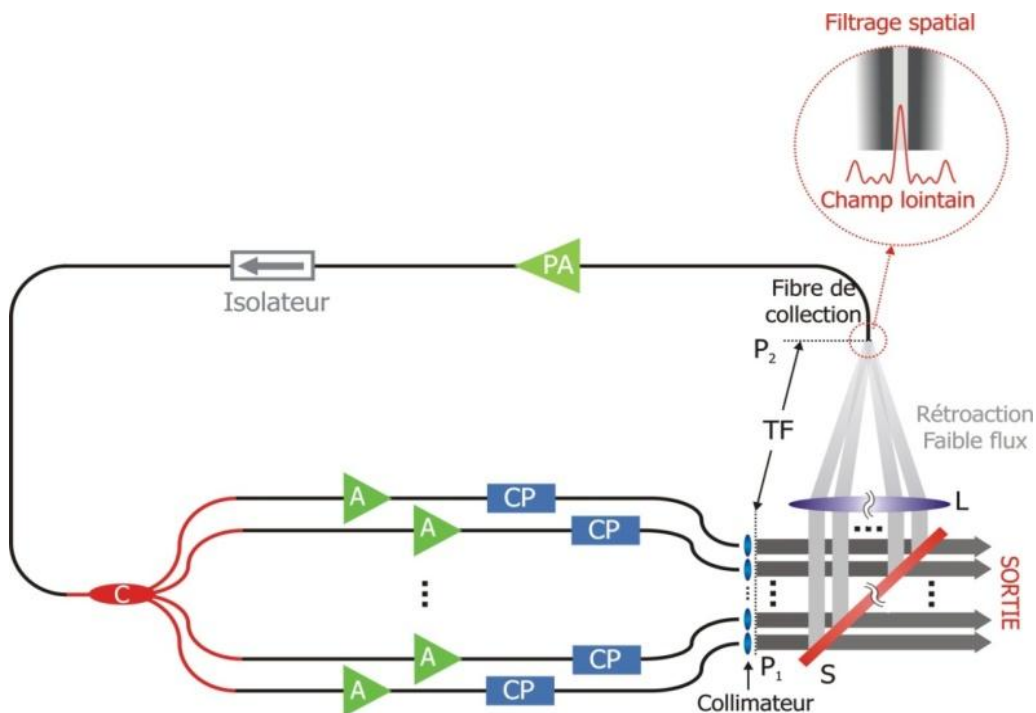


Figure II-1 : Schéma de principe de la cavité multi-émetteurs avec mise en phase par filtrage spatial intracavité [2].

Des contrôleurs de polarisation (CP) sont placés sur les différents bras de la cavité afin d'ajuster l'état de polarisation de chaque rayonnement. Il est possible de s'affranchir de ces contrôleurs de polarisation en imposant un état de polarisation identique à chacun des rayonnements grâce à l'emploi de fibres à maintien de polarisation dans l'ensemble de la cavité.

Dans la configuration explorée, la mise en phase des multiples faisceaux est obtenue d'une part grâce à des pertes introduites par un filtrage spatial et dépendantes de la distribution de phase des émetteurs en champ proche et d'autre part grâce aux propriétés d'auto-organisation spectrale des lasers. L'opération de filtrage est réalisée en champ lointain (plan dans lequel interfèrent tous les rayonnements). Elle consiste à ne conserver que la partie centrale de la figure de diffraction pour la redistribuer aux différentes sources lasers qui composent la cavité. Les pertes imposées par ce filtrage spatial vont contraindre le laser à osciller sur la structure de champ de moindres pertes en sélectionnant les modes longitudinaux (les fréquences) qui lui sont associés. La minimisation des pertes intracavité conduit alors à une émission laser présentant un maximum de puissance au centre de la figure de diffraction, ce qui correspond à une émission pour laquelle les émetteurs ont des phases les plus proches possibles. Autrement dit, cette mise en phase spontanée est obtenue grâce aux propriétés d'auto-organisation de ce laser multi-émetteur. En effet, pour minimiser les pertes imposées par le filtrage intracavité, le laser sélectionne un ensemble de fréquences temporelles produisant une émission en phase des différents rayonnements, dans le but de maximiser la puissance transmise par le filtre. De plus, les fréquences sélectionnées s'auto-ajustent en permanence de façon à compenser les modifications de chemin optique dans les fibres, engendrées par les perturbations extérieures. On peut également souligner que dans cette configuration, le champ lointain extrait de la cavité est la réplique de celui affiché dans le plan de la fibre de collection. Ce procédé de mise en phase exige, pour un cophasage efficace des différents émetteurs, un contraste maximal des franges d'interférences. C'est pourquoi la maîtrise des états de polarisation des champs dans le plan de la fibre de collection est essentielle : au même titre que leurs amplitudes et leurs phases respectives, leurs états de polarisation doivent être identiques dans le plan de filtrage pour maximiser le contraste des franges d'interférences.

III. Caractérisation spatiale de l'émission laser

III.1. Définition du champ proche et du champ lointain

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que la technique de combinaison cohérente utilisée ici est basée sur une architecture à émetteurs multiples dont les rayonnements sont recombinaés uniquement en champ lointain. Les rayonnements issus des différents émetteurs juxtaposés forment ce que l'on appelle le champ proche. Si l'on suppose que tous les faisceaux élémentaires sont parfaitement collimatés et pointent dans la même direction, on peut alors décrire la répartition du champ f en champ proche par la relation suivante :

$$f(x, y) = g_0(x, y) * \mathbb{I}(x, y) \quad [II-i]$$

Le symbole «*» désigne un produit de convolution

Avec :

$$g_0(x, y) = \xi_0 e^{-\left(\frac{x^2+y^2}{\omega_0^2}\right)} \quad [II-ii]$$

Et

$$\mathbb{I}(x, y) = \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^M A_{i,k} \cdot \delta(x - x_i, y - y_k) \cdot e^{-j\varphi_{i,k}} \quad [II-iii]$$

Où $g_0(x, y)$ est la répartition transversale d'un faisceau élémentaire gaussien (approximation du mode fondamental émergent d'une fibre unimodale), d'amplitude ξ_0 et de rayon ω_0 (mesuré à $1/e$ en champ), $N \times M$ est le nombre de faisceaux (N selon l'axe x et M selon l'axe y) et $\mathbb{I}(x, y)$ traduit la répartition transverse des $N \times M$ faisceaux élémentaires où $A_{i,k}$ et $\varphi_{i,k}$ sont respectivement l'amplitude et la phase de ces $N \times M$ faisceaux.

Dans le cas qui nous intéresse d'une distribution périodique d'émetteurs de pas p_x suivant l'axe x et de pas p_y suivant l'axe y , la relation [II-iii] prend la forme :

$$f(x, y) = g_0(x, y) * \sum_{i=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} \sum_{k=-\frac{M}{2}}^{\frac{M}{2}-1} A_{i,k} \cdot \delta\left(x - \left(i + \frac{1}{2}\right) \cdot p_x, y - \left(k + \frac{1}{2}\right) \cdot p_y\right) \cdot e^{-j\varphi_{i,k}} \quad [II-iv]$$

On notera que cette écriture correspond à un nombre pair de faisceaux suivant les deux directions orthogonales x et y .

Le champ lointain est obtenu grâce à une transformée de Fourier réalisée en pratique par une lentille convergente (de distance focale f). Il apparaît ainsi dans le plan focal image de la lentille et s'exprime comme la transformée de Fourier du champ affiché en champ proche :

$$F(N_x, N_y) = G_0(N_x, N_y) \cdot \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^M A_{i,k} \cdot e^{j2\pi(i.p_x.N_x + i.p_y.N_y)} \cdot e^{-j\varphi_{i,k}} \quad [II-v]$$

Avec :

$$G_0(N_x, N_y) = TF(g_0(x, y)) \quad [II-vi]$$

Où N_x et N_y correspondent aux fréquences spatiales associées aux axes du champ lointain x' et y' :

$$N_x = \frac{x'}{\lambda.f} \text{ et } N_y = \frac{y'}{\lambda.f} \quad [II-vii]$$

Lorsque les émetteurs sont en phase ($\varphi_{i,k} = 0$) et d'amplitudes identiques ($A_{i,k} = 1$), l'éclairement observé en champ lointain est alors défini par la relation suivante :

$$\mathcal{E}(N_x, N_y) = |F(N_x, N_y)|^2 = G_0^2(N_x, N_y) \cdot \frac{\sin^2(\pi.N.p_x.N_x)}{\sin^2(\pi.p_x.N_x)} \cdot \frac{\sin^2(\pi.M.p_y.N_y)}{\sin^2(\pi.p_y.N_y)} \quad [II-viii]$$

Avec :

$$G_0(N_x, N_y) = \xi_0 \cdot \pi \cdot \omega_0^2 \cdot e^{-\pi^2 \cdot \omega_0^2 \cdot (N_x^2 + N_y^2)} \quad [II-ix]$$

Dans le but de simplifier la représentation du champ proche et du champ lointain, on peut décrire la répartition du champ proche, comme la convolution d'une gaussienne par un peigne de Dirac borné dans l'espace :

$$f(x, y) = g_0(x, y) * \left(\text{III}_{p_x}(x - p_x/2) \cdot \text{III}_{p_y}(y - p_y/2) \cdot \text{rect}_{N.p_x}(x) \cdot \text{rect}_{M.p_y}(y) \right) \quad [II-x]$$

L'éclairement en champ lointain est alors défini par la relation suivante :

$$\mathcal{E}(N_x, N_y) = G_0^2(N_x, N_y) \cdot \left[\left(\text{III}_{\frac{1}{p_x}}(N_x) * \text{sinc}(N_x \cdot N \cdot p_x) \right) \cdot \left(\text{III}_{\frac{1}{p_y}}(N_y) * \text{sinc}(y \cdot M \cdot p_y) \right) \right]^2 \quad [II-xi]$$

La Figure II-2 représente la répartition de l'éclairement en champ lointain obtenu à partir d'une répartition en champ proche, composée de 16 émetteurs disposés dans une matrice carré (4×4) de pas $p_x = p_y = p$.

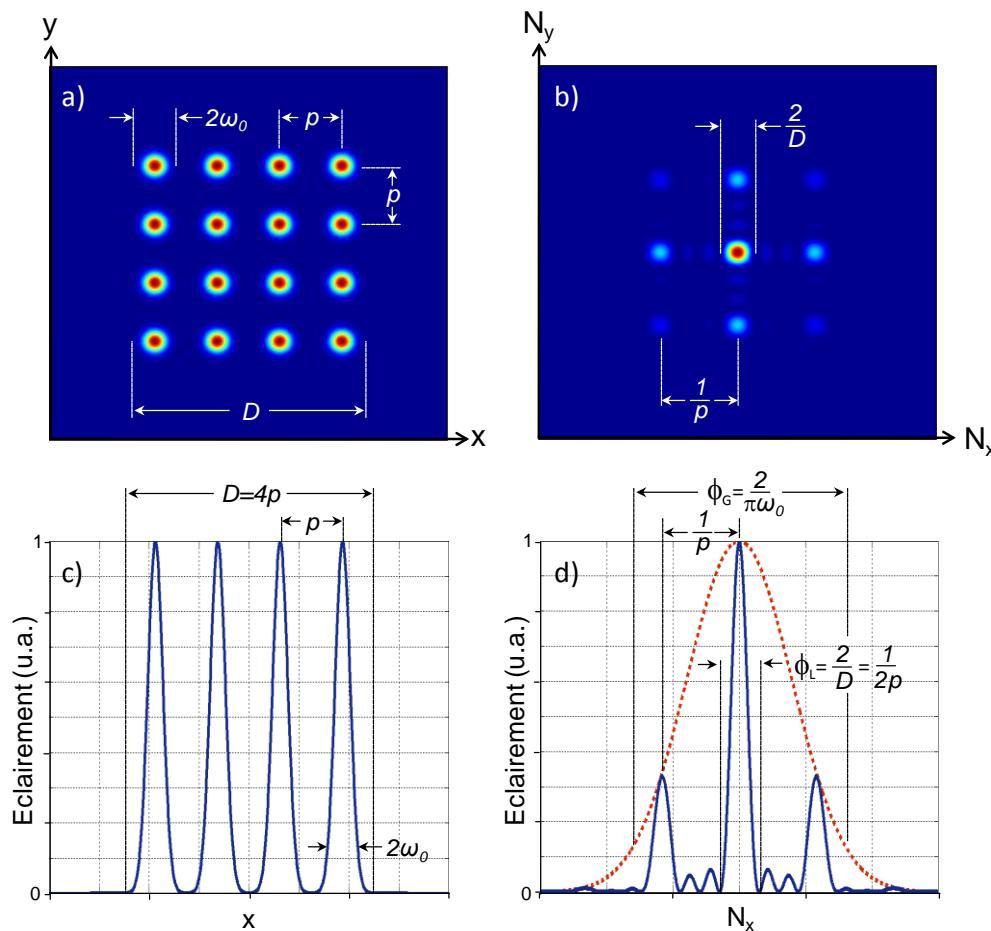


Figure II-2 : Représentation spatiale du champ proche (a) et du champ lointain (b) d'un arrangement à 16 émetteurs en phase et profils associés en champ proche (c) et en champ lointain (d).

L'éclairement en champ lointain est donc le produit entre une enveloppe gaussienne (de largeur ϕ_G), correspondant à la transformée de Fourier du rayonnement produit par un émetteur, et un peigne de lobes principaux (de largeur ϕ_L) espacés périodiquement dans les deux dimensions (N_x et N_y), d'un pas égal à $1/p$. L'allure du champ lointain dépend

directement de la disposition des émetteurs en champ proche, il est alors possible en ajustant les dimensions caractéristiques du champ proche, d'augmenter la brillance du faisceau recombinaison. Comme le montre la figure ci-dessus, l'augmentation de la brillance de la source passe par une densification du champ proche, c'est-à-dire que pour un même nombre d'émetteurs, il est nécessaire de rapprocher les faisceaux entre eux et/ou d'augmenter la taille de chacun d'eux. Pour matérialiser cela, on introduit la notion de taux de remplissage en champ proche qui est défini comme étant le rapport entre le diamètre des faisceaux élémentaires ($2 \cdot \omega_0$) et l'espacement entre les différents émetteurs (p) :

$$\beta = \frac{2 \cdot \omega_0}{p} \quad [II-xii]$$

L'influence de ce paramètre sur le champ lointain sera discutée dans le paragraphe III.3.

III.2. Critères de qualité de la combinaison cohérente

L'objectif de la combinaison cohérente de faisceaux est de réaliser des sources de forte puissance et très directives. Pour caractériser spatialement l'émission de ces sources dites « brillantes », différents critères ont été développés dont les plus connus sont le taux de combinaison et le rapport de Strehl. La caractérisation spatiale d'un rayonnement issu de la combinaison cohérente de faisceaux est très importante pour déterminer la qualité de mise en phase ou la quantité de puissance contenue dans le lobe principal en champ lointain. Le paramètre M^2 , couramment utilisé pour juger de la qualité spatiale d'un faisceau gaussien, n'est quant à lui pas approprié au cas d'un faisceau issu d'une combinaison cohérente [3 - 4]. En effet ce paramètre ne dépend pas des différences de phases relatives entre les différents émetteurs et ne tient pas compte de la présence de lobes secondaires en champ lointain. Je présente ici différents critères de qualité utilisés pour évaluer la qualité d'une combinaison de plusieurs faisceaux.

III.2.1. Le taux de combinaison

Le taux de combinaison permet de connaître la proportion de puissance contenue dans le lobe central par rapport à la puissance totale contenue dans le champ lointain :

$$T_c = \frac{P_{lobe\ central}}{P_{totale}} = \frac{\int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} \int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} |F(N_x, N_y)|^2 dN_x \cdot dN_y}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |F(N_x, N_y)|^2 dN_x \cdot dN_y} \quad [II-xiii]$$

Ce critère permet de quantifier le rendement optique de la combinaison et évalue la quantité de puissance utile, c'est-à-dire la puissance contenue dans le lobe central. Toutefois, ce critère dépend principalement de l'agencement des émetteurs en champ proche (taux de remplissage), et ne donne donc pas une information précise sur la qualité de mise en phase des faisceaux.

III.2.2. Le Rapport de Strehl

Le rapport de Strehl est un des critères de caractérisation du champ lointain les plus fréquemment rencontrés. Il correspond au rapport entre l'éclairement sur l'axe en champ lointain de la pupille à tester et celui d'une pupille de même dimension, traversée par le même flux, mais de champ uniforme en phase (pupille de référence) :

$$S = \frac{\varepsilon_{test}(N_x=0, N_y=0)}{\varepsilon_{ref}(N_x=0, N_y=0)} = \frac{|F(N_x=0, N_y=0)|^2}{|G_{0r}(N_x=0, N_y=0)|^2} \quad [III-xiv]$$

$F(N_x, N_y)$ est la répartition transversale du champ résultant de la superposition des $N \times M$ faisceaux élémentaires en champ lointain. $G_{0r}(N_x, N_y)$ est la répartition transversale du champ lointain de la pupille de référence et peut être définie de différentes façons. Nous choisissons d'utiliser une référence de type gaussien, définie en champ proche par la relation suivante :

$$g_{0r}(x, y) = \xi_{0r} \cdot e^{-\left(\frac{x^2 + y^2}{\omega_{0r}^2}\right)} \quad [III-xv]$$

Où ξ_{0r} représente l'amplitude et ω_{0r} le rayon à 1/e de cette gaussienne de référence.

Dans le cas où les émetteurs ont des amplitudes et phases parfaitement identiques, le rapport de Strehl ($S_{idéal}$) peut être mis sous la forme suivante :

$$S_{idéal} = N \cdot M \cdot \frac{\pi \cdot \omega_0^2}{\pi \cdot \omega_{0r}^2} \quad [III-xvi]$$

Dans ce cas, le rapport de Strehl est directement lié au taux de remplissage en champ proche. Dans le cas où les différents faisceaux élémentaires ne présentent pas des phases

identiques, le rapport de Strehl (S_{err}) peut alors être exprimé à partir du rapport de Strehl idéal ($S_{idéal}$) [3] :

$$S_{err} = S_{idéal} \cdot \left(e^{-\sigma_\varphi^2} + \frac{1 - e^{-\sigma_\varphi^2}}{N.M} \right) \quad [II-xvii]$$

Où σ_φ représente l'écart-type des erreurs de phase, entre les $N \times M$ faisceaux mis en jeu, autour d'une valeur moyenne nulle.

La relation précédente montre que, pour des faisceaux d'amplitudes identiques, le rapport de Strehl traduit l'influence des écarts de phase entre les différents émetteurs sur l'éclairement sur l'axe en champ lointain. Il est ainsi possible de déterminer à partir de ce critère la qualité de la mise en phase d'un dispositif, à condition de connaître la valeur maximale du rapport de Strehl ($S_{idéal}$) ou le taux de remplissage en champ proche.

L'utilisation du rapport de Strehl demande néanmoins quelques précautions d'interprétation, notamment dans la comparaison de résultats, puisque sa valeur dépend des paramètres de la référence choisie. De plus, étant directement liée au taux de remplissage en champ proche, elle n'évalue pas directement la qualité de mise en phase.

III.2.3. Le rapport K

Le paramètre K, utilisé par Jérôme Lhermite au cours de ces travaux de thèse [2], est défini comme étant le rapport entre les puissances crêtes relevées en champ lointain, sur l'axe de propagation ($N_x = 0, N_y = 0$), dans le cas de combinaisons cohérente (\hat{P}_{coh}) et incohérente (\hat{P}_{incoh}).

$$K = \frac{\hat{P}_{coh}}{\hat{P}_{incoh}} = \frac{|F(N_x=0, N_y=0)|^2}{N.M. |G_0(N_x=0, N_y=0)|^2} \quad [II-xviii]$$

Ce paramètre permet, pour des sources de mêmes caractéristiques, de quantifier le gain en brillance apporté par leur cophasage, par rapport à une combinaison incohérente. On peut noter que dans le cas des techniques de combinaison cohérente, la valeur théorique de la puissance crête (\hat{P}_{coh}) évolue comme le carré du nombre d'émetteurs mis en jeu, tandis que dans le cas d'une combinaison incohérente, la puissance crête (\hat{P}_{incoh}) évolue comme le nombre d'émetteurs.

III.2.4. Autres critères d'évaluation

Il existe d'autres critères d'évaluation de la qualité de la combinaison cohérente d'un laser composé de plusieurs émetteurs. Ces critères sont très proches de la notion de rendement optique, leur but étant de quantifier la puissance contenue dans une zone du champ lointain, de taille prédéfinie :

Le « Beam Propagation Factor » (BPF) est défini comme étant le rapport entre la puissance transportée par une partie du champ lointain (A_{DL}) et la puissance totale transportée par ce même champ lointain [4] :

$$BPF = \frac{P_{A_{DL}}}{P_{total}} = \frac{\iint_{A_{DL}} \varepsilon(N_x, N_y) dN_x dN_y}{\iint_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon(N_x, N_y) dN_x dN_y} \quad [II-xix]$$

Avec :

$$A_{DL} = \left(\frac{\pi}{4}\right) (\theta_{DL} \cdot z)^2 \quad \theta_{DL} = 2.44 \frac{\lambda}{D} \quad [II-xx]$$

Où D est l'ouverture de la pupille en champ proche (i.e. cercle de plus petite dimension possible contenant tous les émetteurs) et z la distance séparant le champ lointain du champ proche. Ce paramètre (BPF) est très voisin du taux de combinaison, la différence provenant uniquement de la surface d'intégration qui dans le cas du BPF est la tache d'Airy associée à la pupille de diamètre D . Il nécessite, comme pour le rapport de Strehl, la définition d'une surface de référence.

Sur le même principe, *Goodno et col.* évaluent la qualité spatiale d'un faisceau recombinaison, comme le rapport entre les fractions de puissance contenue dans un disque de rayon λ/D (D est l'ouverture de la pupille de sortie), pour le faisceau considéré (f_{DL}) et pour un éclairage théorique de front d'onde et d'intensité spatialement uniformes de la pupille de sortie du laser (f) [5] :

$$BQ = \sqrt{\frac{f_{DL}}{f}} \quad [II-xxi]$$

Baya Bennai a, quant à elle, introduit le rapport de masque (MEP, Mask Encircled Power). Ce critère est défini comme étant le rapport entre la quantité de puissance contenue dans une zone d'ouverture angulaire donnée et la puissance totale disponible [6]. Ce

paramètre permet de s'affranchir de la définition d'une pupille de référence mais nécessite de connaître les caractéristiques spatiales de la cible qui reçoit le faisceau combiné.

III.2.5. Notre critère d'évaluation (η)

Pour évaluer la qualité de cophasage d'une technique de combinaison de faisceau, nous avons utilisé un autre critère d'évaluation, l'efficacité de combinaison η . Ce critère est défini comme le rapport entre l'éclairement sur l'axe $|F_{exp}(N_x = 0, N_y = 0)|^2$ mesuré ou calculé dans une situation donnée résultant de la combinaison cohérente des faisceaux considérés (phases et amplitudes quelconques) et l'éclairement sur l'axe obtenu dans le cas d'une combinaison cohérente idéale des faisceaux considérés avec des phases strictement identiques $|F_{idéal}(N_x = 0, N_y = 0)|^2$.

$$\eta = \frac{|F_{exp}(N_x=0, N_y=0)|^2}{|F_{idéal}(N_x=0, N_y=0)|^2} = \frac{|\sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^M A_{i,k} \cdot e^{-j\varphi_{i,k}}|^2}{(\sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^M A_{i,k})^2} \quad [II-xxii]$$

Dans nos simulations numériques, ce critère nous permet de quantifier réellement la qualité de la mise en phase du système indépendamment du taux de remplissage en champ proche.

III.3. Influence du taux de remplissage sur le champ lointain

Nous avons vu précédemment que dans le cas d'une émission en phase avec des amplitudes identiques, l'allure du champ lointain dépend à la fois de la disposition et de la taille des faisceaux en champ proche. Nous avons alors introduit la notion de taux de remplissage en champ proche (relation [II-xii]) qui permet de prendre en compte ces deux paramètres. La figure suivante représente des champs lointains calculés pour différents taux de remplissage en champ proche. Le but est ici de matérialiser simplement l'influence du taux de remplissage en champ proche sur le champ lointain, en vue de l'étude expérimentale qui est présentée dans ce chapitre. C'est pourquoi la configuration choisie est composée de 4 émetteurs disposés aux sommets d'un carré.

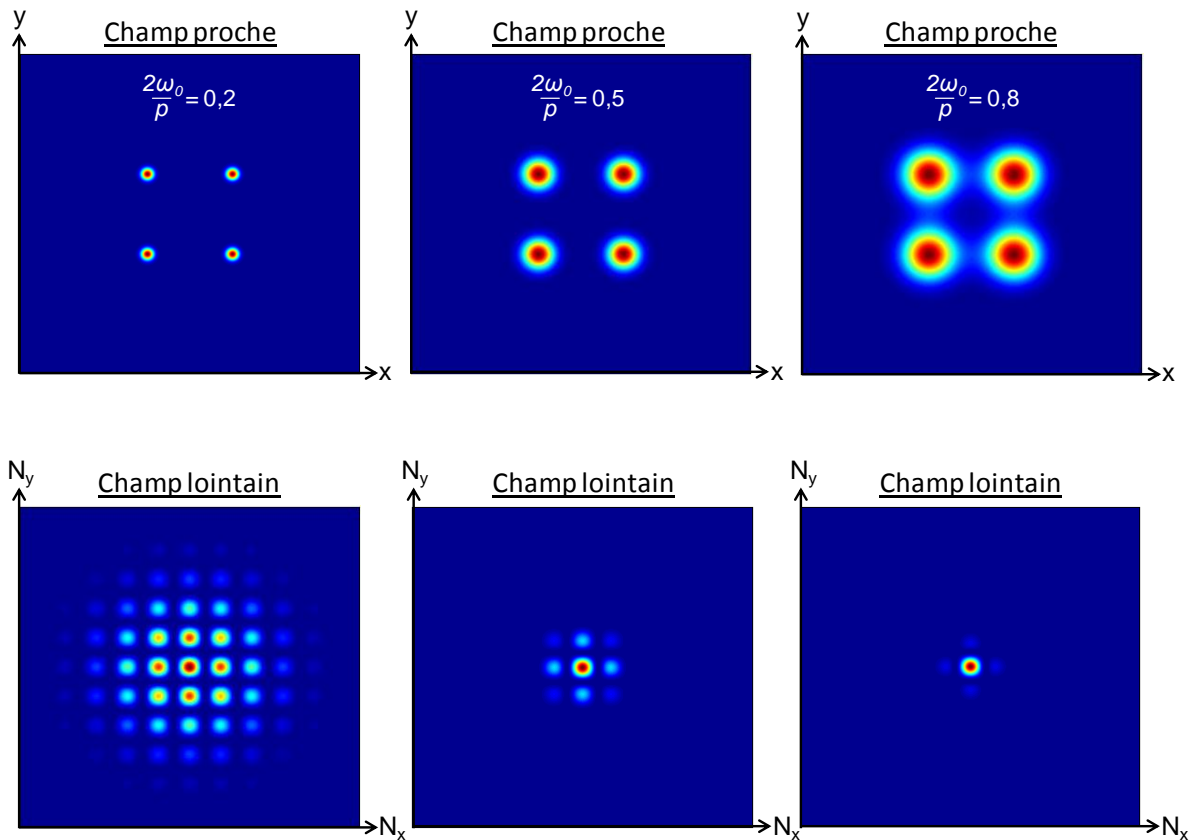


Figure II-3 : Représentation des champs lointains théoriques (normalisés) pour différents taux de remplissage en champ proche.

L'augmentation du taux de remplissage, en l'occurrence de la taille des émetteurs en champ proche ($2 \cdot \omega_0$), se traduit en champ lointain par une diminution du nombre de lobes latéraux et conduit donc à une maximisation de la puissance contenue dans le lobe principal. En effet pour un faible taux de remplissage de 0,2, seuls 6% de la puissance totale émise sont concentrés dans le lobe central, contre 36% pour 0,5 et 76% pour 0,8. Il est à noter que les champs représentés sur la Figure II-3 sont normalisés pour avoir une amplitude maximale identique. Ces calculs numériques montrent l'importance de maximiser le taux de remplissage afin de concentrer un maximum de puissance dans le lobe central. Dans les différents dispositifs expérimentaux testés, nous avons cherché à maximiser ce taux de remplissage.

III.4. Influence des désaccords de puissance et de phase sur le champ lointain

Après avoir décrit brièvement l'influence de la disposition des émetteurs en champ proche sur l'allure du champ lointain, nous nous intéressons, dans cette partie, aux paramètres qui influencent la qualité de la mise en phase. Bien évidemment, le paramètre qui régit l'efficacité de la mise en phase est le déphasage relatif entre les différents émetteurs.

Pour illustrer l'influence des désaccords de phase entre les différents émetteurs sur l'efficacité de la mise en phase, nous avons réalisé, pour 4, 8 et 16 émetteurs, une étude statistique au cours de laquelle l'efficacité de cophasage est calculée pour différents écarts de phase entre les N faisceaux. Pour observer l'impact de ces différences de phase nous utilisons dans cette étude statistique, le paramètre η (relation [II-xxii]) qui est parfaitement insensible aux effets d'entrées tels que le taux de remplissage, et traduit uniquement les effets des N phases dans le processus de combinaison cohérente.

Cette étude statistique a été réalisée sur 5000 jeux de phases avec des amplitudes A_i identiques. Les résultats sont reportés sur la Figure II-4 qui représente l'efficacité moyenne obtenue sur 5000 tirages en fonction de l'écart-type (σ_ϕ) des N phases comprises entre $-\pi$ et π .

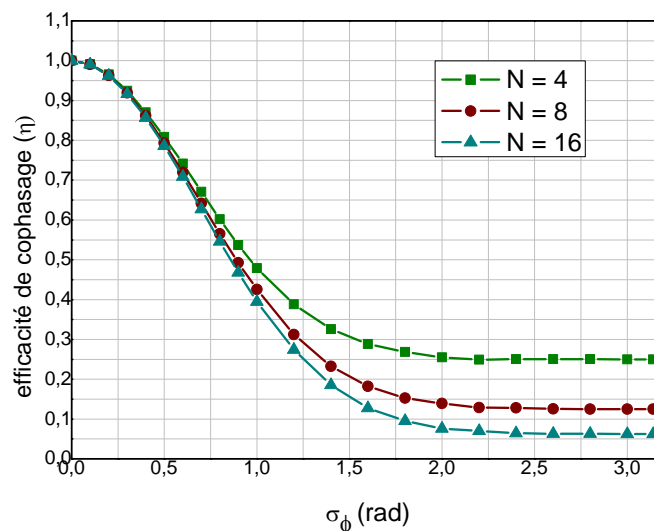


Figure II-4 : Evolution de la qualité de cophasage en fonction de l'écart-type des différences de phase entre N émetteurs.

L'augmentation de la différence de phase entre les N émetteurs se traduit par une chute de l'efficacité de combinaison. Toutefois cette décroissance n'est pas linéaire et pour des écarts de phase correspondant à un écart-type inférieur à 0,3 radians, la qualité de cophasage reste excellente, supérieure à 90%. Enfin pour de grands écarts de phase (écart-type supérieur à 2 radians), l'efficacité de cophasage converge vers une valeur correspondant à une somme incohérente des N Faisceaux (0,25 pour N = 4, 0,125 pour N = 8 et 0,0625 pour N = 16).

Lors de réalisations expérimentales, nous sommes fréquemment en présence de désaccords de puissance entre les différentes voies à combiner. Ces différences de puissance sont, dans la plupart des cas, introduites par les coupleurs qui alimentent les différents bras de la cavité ou également par les amplificateurs placés sur ces bras dont les performances ne sont pas identiques. Toutefois des études ont montré que ces disparités de puissance n'avaient pas de grandes conséquences sur l'efficacité de combinaison [6] et [7]. Dans ces travaux de thèse *Cindy Bellanger* montre que pour des variations de puissance entre faisceaux de 60%, le rapport de Strehl reste supérieur à 90% de la valeur obtenue avec des faisceaux de puissances identiques [8].

IV. Etude expérimentale de la montée en puissance dans un laser multi-émetteurs cophasés.

L'objectif de cette étude expérimentale est d'identifier les différents problèmes susceptibles d'être rencontrés lors de l'augmentation des niveaux de puissance générés par les différents lasers à fibre à combiner. Pour cela, nous avons suivi une démarche expérimentale progressive. Nous avons tout d'abord réalisé, à partir d'amplificateurs à fibre dopée ytterbium délivrant jusqu'à 10 W, la mise en phase de 4 lasers à faibles niveaux de puissance, avant d'atteindre progressivement la puissance maximale. Pour mettre en évidence la nécessité de dimensionner la cavité pour un point de fonctionnement en puissance donné, nous avons étudié, lors de cette montée en puissance, deux cavités surtendues différemment. Pour différencier ces deux cas, nous utilisons le paramètre Q qui représente le pourcentage de puissance réinjectée dans la fibre de collection :

$$Q = \frac{\text{Puissance réinjectée dans la fibre de collection}}{\text{Puissance incidente sur le coupleur de sortie}} \quad [II\text{-xxiii}]$$

La première configuration expérimentée possède un pourcentage de puissance réinjectée dans la fibre de collection Q de 0,5% alors que la configuration suivante à un facteur Q de 1,45%. Par la suite, nous avons dimensionné une nouvelle cavité pour atteindre progressivement des niveaux de puissance supérieurs, grâce à des lasers à fibre dopée ytterbium pouvant atteindre 50 W chacun.

IV.1. Mise en phase de 4 amplificateurs à fibre délivrant jusqu'à 10 W chacun avec un pourcentage de puissance réinjectée dans la fibre de collection de l'ordre de 0,5%

IV.1.1. Présentation du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé est détaillé sur la Figure II-5. Il s'agit d'une configuration en anneau unidirectionnelle, à l'intérieur de laquelle sont placés en parallèle 4 amplificateurs à fibre dopée ytterbium (A). Ces amplificateurs, mis à disposition par la société *CILAS*, peuvent délivrer jusqu'à 10 W chacun autour de 1080 nm. Les fibres de sortie de ces amplificateurs sont soudées à un arrangement de fibres 2D dont les rayonnements émis sont collimatés par une matrice de micro-lentilles (ML). L'ensemble matrice de microlentilles et arrangement de fibres constitue ce que l'on appelle le dispositif d'agencement pupillaire décrit par la suite. Le couple de lentilles L1 et L2 réalise un grandissement, dans le plan de la séparatrice (S), du plan de sortie de la matrice de microlentilles. La séparatrice S joue le rôle de coupleur de sortie : la majeure partie du flux lumineux est transmise et constitue la sortie du laser tandis qu'une faible partie (5%) est réfléchiée vers la fibre de collection placée au foyer de la lentille L3. Cette lentille L3 affiche le spectre de fréquences spatiales des 4 faisceaux sur la face d'entrée de la fibre de collection. Les distances focales des lentilles L1 (35 mm), L2 (150 mm) et L3 (6 mm) sont choisies pour ajuster la taille du lobe central de la figure de diffraction à celle du mode de la fibre de collection. Dans ce cas, l'opération de filtrage du champ lointain consiste à ne prélever qu'une fraction du lobe central (de l'ordre de 80%). Le signal prélevé est alors pré-amplifié, grâce un amplificateur commercial (PA), de manière à saturer les amplificateurs (A). Il apporte un gain maximum de 23 dB et les niveaux de puissance requis à son entrée doivent être compris en 5 et 15 dBm. Le rayonnement collecté pré-amplifié alimente ensuite de manière identique les quatre bras amplificateurs, au travers d'une arborescence de coupleurs (C) 50:50. Notons également la présence de contrôleurs de polarisation (CP) sur chaque bras de la cavité qui permettent l'ajustement des

états de polarisation des différents rayonnements, ceci pour optimiser le processus de mise en phase.

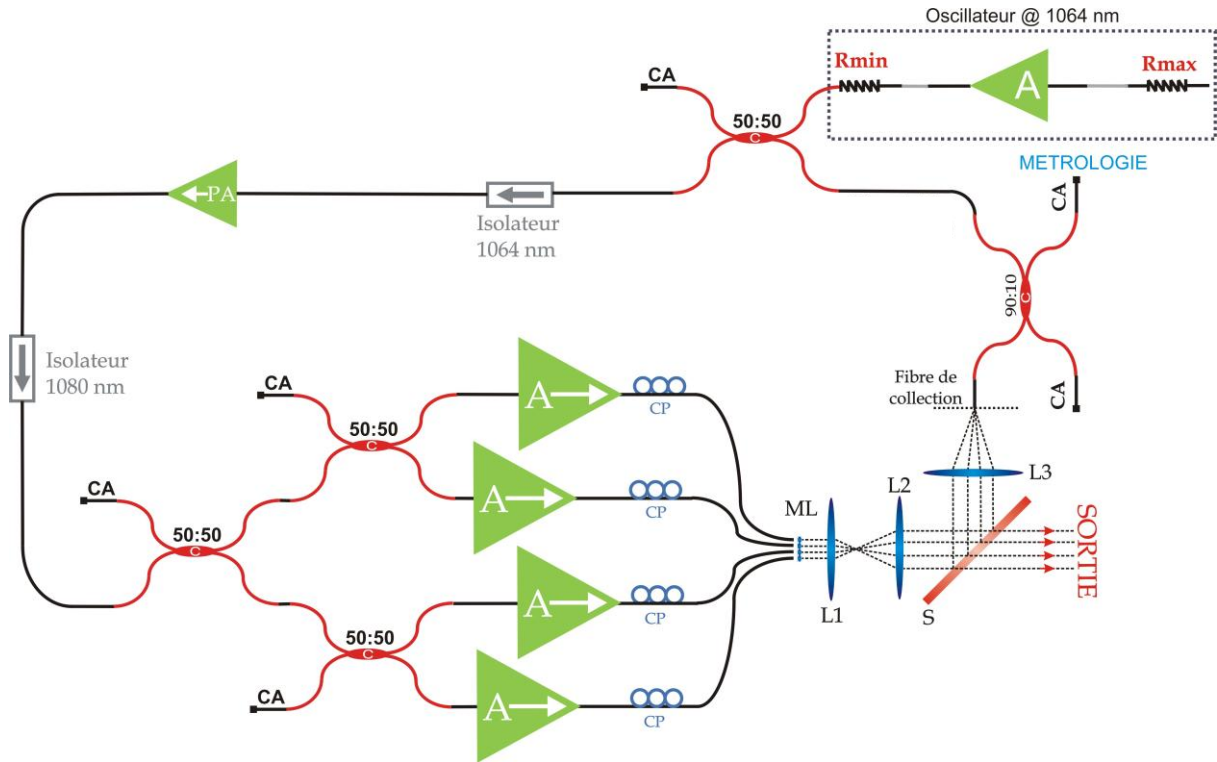


Figure II-5 : Dispositif expérimental de combinaison cohérente de 4 lasers à fibre (C : coupleur, A : Amplificateur ; PA, Pré-amplificateur, CP : Contrôleur de polarisation ; ML : Matrice de microlentilles, L_1 : Lentille, S : Séparatrice, CA : Clive en angle.

Enfin un coupleur déséquilibré (90:10) est placé sur le bras commun de la cavité laser de façon à mesurer les niveaux de puissance injectés dans la fibre de collection. Un second coupleur (50:50), également placé sur le bras commun, permet l'injection d'un rayonnement continu à 1064 nm provenant d'une source dite « de protection », afin d'éviter tout risque d'auto-déclenchement. En effet lors des phases de réglage, il est fréquent qu'aucun rayonnement ne soit réinjecté dans la fibre collection, l'inversion de population est alors à son maximum et la moindre instabilité peut déclencher l'apparition d'une impulsion très énergétique dans le laser, ce qui peut conduire à une détérioration des différents composants de la cavité. Notons également que les quatre cavités élémentaires présentent entre elles une différence de marche minimale de l'ordre de 3 mètres.

IV.1.1.1. Dispositif d'agencement pupillaire

Nous avons vu précédemment que pour les applications visées par la combinaison cohérente, il est nécessaire de concentrer un maximum de puissance dans le lobe principal du champ lointain, c'est pourquoi il est nécessaire que l'arrangement des émetteurs en champ proche soit le plus compact possible (fort taux de remplissage). Et pour cela, il existe plusieurs systèmes d'expansion des faisceaux en sortie de fibre :

- l'expansion guidée, basée sur l'utilisation de fibres soudées à un tronçon de fibre de large section à gradient d'indice parabolique (« fibres lentillées »),
- l'expansion en espace libre basée sur l'association d'un arrangement de fibres avec une matrice de microlentilles.

L'expansion guidée à l'aide de fibres lentillées présente l'inconvénient majeur de fournir un taux de remplissage limité. En effet, ce type de fibre présente un diamètre de mode pouvant atteindre jusqu'à 70 μm , pour un diamètre externe du guide de 125 μm , ce qui confère à cette solution un taux de remplissage maximal de 56% ($2\omega_0/p = 70 \mu\text{m}/125 \mu\text{m}$), pour des fibres juxtaposées. C'est pourquoi, pour cette étude expérimentale nous avons privilégié l'expansion en espace libre.

Notre dispositif d'agencement pupillaire est donc basé sur l'utilisation d'un arrangement de fibres à 2 dimensions commercialisé par la société *Fiberguide*. Ce bundle est composé de 25 fibres, réparties en matrice carré et espacées de 250 μm . Les sorties des 4 amplificateurs sont soudées à des fibres disposées aux sommets d'un carré et leurs rayonnements sont collimatés par une matrice de microlentilles de manière à former un arrangement compact de faisceaux parallèles entre eux. La matrice de microlentilles utilisée, de la société *Süss*, présente une distance focale de 660 μm , une ouverture numérique de 0,18 pour un pas de 250 μm . Ainsi, les caractéristiques des fibres du bundle ($ON = 0,17$) associées à celles de la matrice de micro-lentilles nous permettent de bénéficier d'un taux de remplissage de 91%.

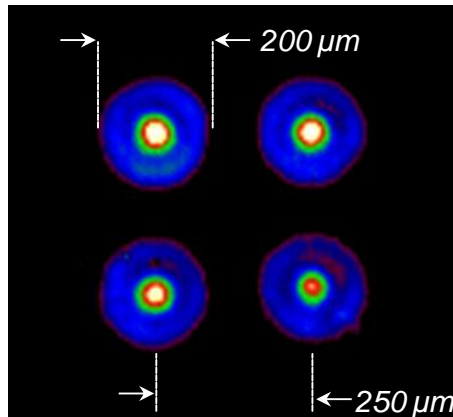


Figure II-6 : Champ proche obtenu à partir d'un arrangement de fibres 2D à travers une matrice de microlentilles.

Après avoir aligné les différentes optiques de collimation, il convient de procéder aux réglages nécessaires à la mise en phase des différents bras. Cette procédure est relativement simple, elle consiste tout d'abord à injecter la partie du rayonnement réfléchi par la séparatrice dans la fibre de collection. Ensuite, grâce aux contrôleurs de polarisation, nous ajustons les états de polarisation des 4 faisceaux afin de maximiser la puissance réinjectée dans la cavité, ce qui se traduit en champ lointain par une maximisation du contraste des franges d'interférences. Comme précisé précédemment, un rayonnement continu provenant d'une source annexe est utilisé pour éviter tout risque d'auto-déclenchement. On peut noter que ce rayonnement n'est pas gênant pour la mise en phase des différents émetteurs puisque sa longueur d'onde d'émission (1064 nm) ne correspond pas au maximum de la bande de gain des amplificateurs (1080 nm).

IV.1.2. Analyse spatiale de l'émission laser

L'analyse spatiale de l'émission laser de la cavité multi-émetteurs est réalisée en champ lointain. Le dispositif d'analyse est basé sur l'utilisation de deux lentilles et d'une caméra infrarouge. La première lentille réalise la transformée de Fourier du champ recueilli en sortie de cavité et affiche en son foyer image, le spectre de fréquences spatiales des 4 émetteurs. Une seconde lentille est utilisée de façon à ajuster la taille de l'image à celle du détecteur de la caméra infrarouge.

Les résultats obtenus dans cette configuration à faible coefficient de surtension sont représentés sur la Figure II-7, qui illustre l'évolution du champ lointain et de son profil en

sortie du laser en fonction des niveaux de puissance délivrés par chaque bras amplificateur. Ces résultats montrent que l'augmentation du gain des amplificateurs entraîne une perte de cohérence du faisceau recombinaison. Cette perte de cohérence se traduit par une chute du contraste des franges d'interférences entre les rayonnements issus des 4 amplificateurs. Nous avons déterminé le paramètre η (relation [II-xxiii]) afin de quantifier la qualité de cophasage des différents champs lointains obtenus. Celui-ci peut être calculé à partir de la valeur de l'éclairement sur l'axe $\mathcal{E}_{exp}(N_x = 0, N_y = 0)$ pour chacun des relevés expérimentaux et de la valeur que l'on obtiendrait dans le cas d'une combinaison incohérente $\mathcal{E}_{incoh}(N_x = 0, N_y = 0)$ à puissance totale identique :

$$\eta = \frac{\mathcal{E}_{exp}(N_x=0, N_y=0)}{\mathcal{E}_{idéal}(N_x=0, N_y=0)} = \frac{\mathcal{E}_{exp}(N_x=0, N_y=0)}{N \cdot \mathcal{E}_{incoh}(N_x=0, N_y=0)} \quad [II-xxiv]$$

Avec N : nombre d'émetteurs (4 dans le cas considéré)

A partir d'un champ lointain à un émetteur obtenu dans les mêmes configurations que ceux à quatre faisceaux représentés sur la Figure II-7, nous avons extrait l'enveloppe gaussienne qui, pondérée par la puissance totale transportée par chacun des faisceaux représente l'éclairement $\mathcal{E}_{incoh}(N_x, N_y)$.

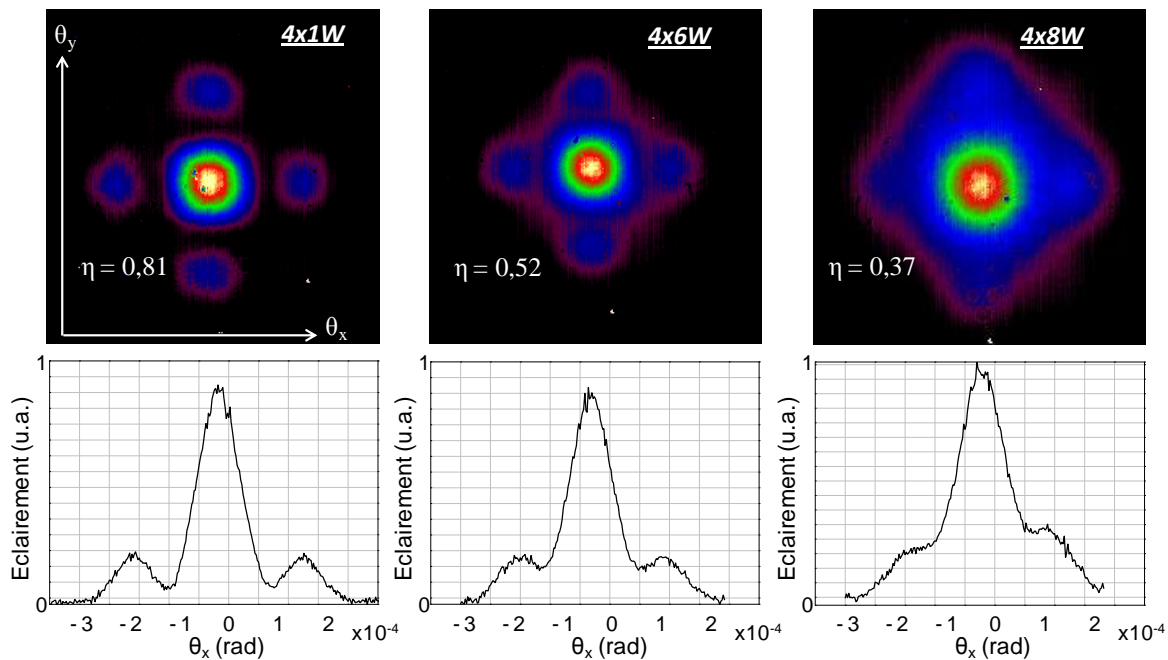


Figure II-7 : Champs lointains et profils associés pour différents niveaux de puissance délivrés par les amplificateurs ($\theta_x = N_x \lambda$, fréquence angulaire).

Ces résultats montrent une bonne mise en phase des 4 amplificateurs lorsque ceux-ci délivrent de faibles niveaux de puissance ($\eta = 0,81$ à $4 \times 1W$). En revanche, à fort niveau de puissance, le contraste des franges d'interférences a fortement diminué ($\eta = 0,37$ à $4 \times 8W$). On peut attribuer cette dégradation à la faible valeur du coefficient Q (0,3%) et à sa diminution lorsque l'on augmente les niveaux de puissance mis en jeu. En effet, la puissance autorisée en entrée du pré-amplificateur utilisé ne devait pas excéder 15 dBm. Pour satisfaire cette consigne du constructeur, nous avons été obligés d'atténuer le rayonnement collecté par la fibre de collection. Ainsi le pourcentage de puissance réinjectée dans la cavité (Q) est descendu jusqu'à 0,15% à fort niveau de puissance délivré par les amplificateurs. Dans ces conditions, le bruit des amplificateurs peut atteindre un niveau suffisamment élevé pour dégrader les interférences entre les faisceaux élémentaires.

IV.2. Mise en phase de 4 amplificateurs à fibre délivrant jusqu'à 10 W chacun avec un pourcentage de puissance réinjectée dans la fibre de collection de l'ordre de 1,45%

IV.2.1. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé ici est le même que celui présenté précédemment. La différence réside principalement dans l'utilisation en tant que préamplificateur, d'un amplificateur du même type que ceux placés sur les bras de la cavité. Les niveaux de puissance admissibles à son entrée étant notablement supérieurs à ceux tolérés par le pré-amplificateur précédent, plus limités, nous avons donc pu minimiser les pertes sur le bras commun, en remplaçant le coupleur 50:50, permettant l'injection du rayonnement de la source de protection, par un coupleur déséquilibré (90:10), et le coupleur de métrologie (90:10) par un coupleur (98:2). Ceci permet d'obtenir un facteur Q de 1.45% quelque soit le niveau de puissance mis en jeu, ce qui constitue une augmentation d'un ordre de grandeur par rapport à la configuration précédente. A noter également l'ajout d'un coupleur très déséquilibré (98:2) après le préamplificateur, de façon à disposer d'une voie de contrôle après l'étage de pré-amplification. De plus, dans cette nouvelle configuration, les isolateurs présents sur les 4 bras amplificateurs ont été supprimés car ils présentaient de fortes pertes d'insertion sans être forcément utiles étant donné que les deux étages d'amplification sont déjà séparés par un isolateur.

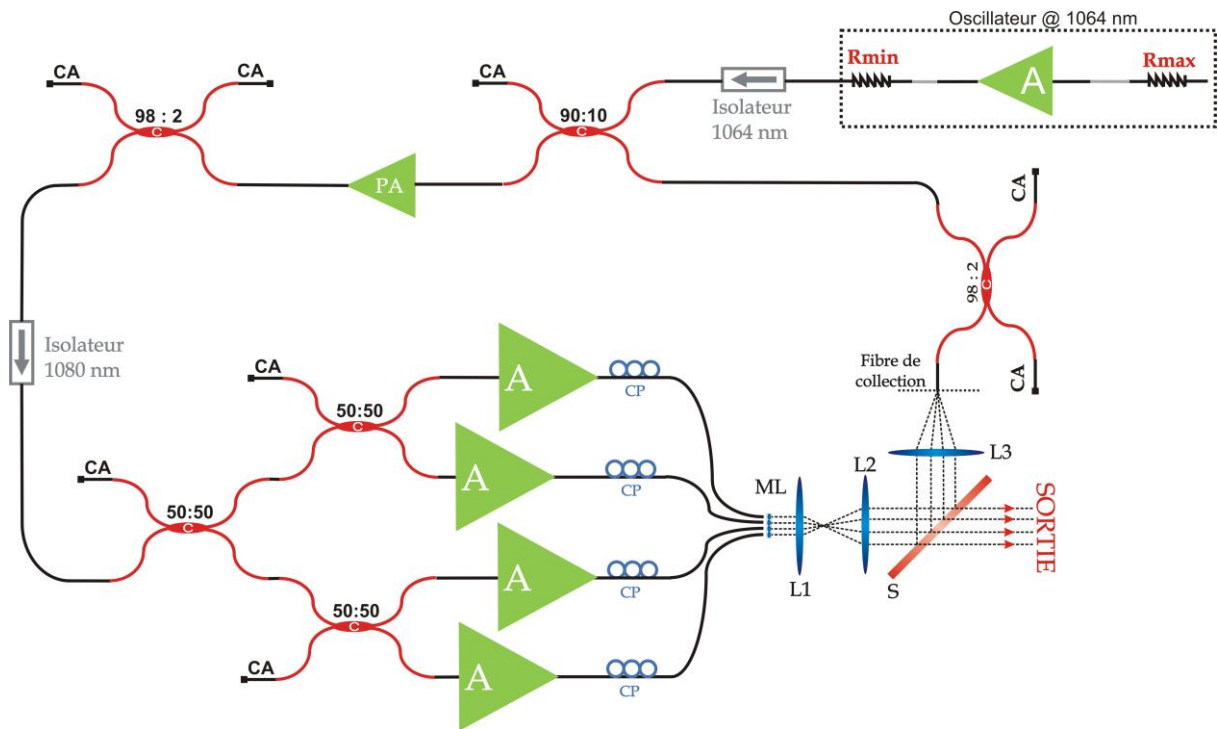


Figure II-8 : Nouveau dispositif expérimental avec un coefficient de réinjection Q de 1,45%.

IV.2.2. Analyse spatiale de l'émission laser

Les champs lointains présentés sur la Figure II-9 ont été obtenus pour différents niveaux de puissance fournis par les amplificateurs, pour un coefficient de surtension de 1,45%. Ces nouveaux relevés montrent une très bonne qualité de cophasage, quels que soient les niveaux de puissance. L'amélioration du contraste des franges d'interférences, par rapport à la configuration précédente, est nettement visible aux forts niveaux de puissance mais aussi à faible niveau, où on peut constater qu'il est désormais excellent ($\eta = 0,97$ contre 0,81 dans la configuration précédente).

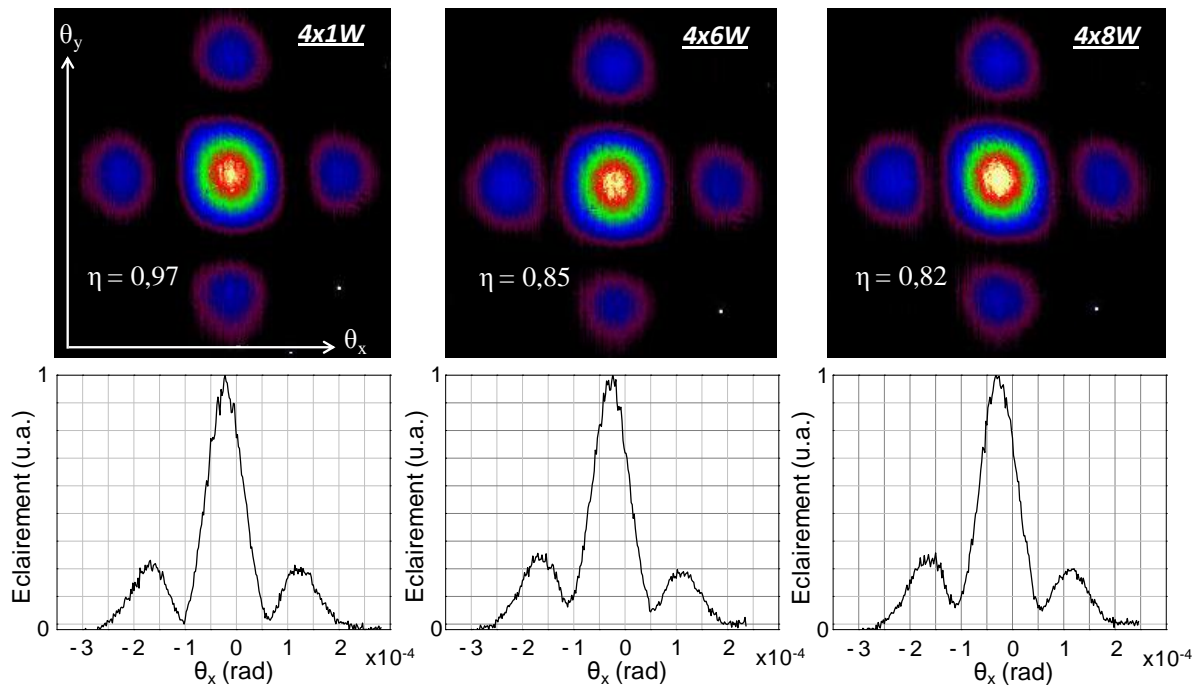


Figure II-9 : Champs lointains et profils associés pour différents niveaux de puissance avec un coefficient de réinjection $Q=1,45\%$.

Il est important de noter que le niveau de pompage du préamplificateur correspond, pour les résultats présentés ci-dessus à environ 175 mW en entrée des différents bras amplificateurs, de façon à les saturer tout en ayant une bonne qualité de cophasage. En effet, nous avons constaté expérimentalement que l'augmentation de la puissance délivrée par l'étage de pré-amplification se traduisait par une chute du contraste des franges d'interférences en champ lointain. A contrario, lorsque le préamplificateur est pompé à un niveau de puissance proche de son seuil laser, les franges d'interférences en champ lointain présentent un excellent contraste mais la puissance extraite subit alors de fortes pertes, car les amplificateurs ne sont plus saturés.

Ces résultats mettent en évidence que ce système laser de combinaison cohérente est très sensible au coefficient de surtension de la cavité laser. Ces résultats montrent également que ces sources lasers doivent être dimensionnées pour un point de fonctionnement particulier en puissance.

IV.2.3. Bilan énergétique

Nous avons procédé à la mesure de la puissance extraite de la cavité, lorsque les 4 lasers élémentaires sont verrouillés en phase, pour différents niveaux de pompage des

amplificateurs. Ces mesures sont reportées sur la Figure II-10 : le tracé bleu représente l'évolution de la puissance totale extraite lorsque les 4 émetteurs sont verrouillés en phase et celui en rouge correspond à une estimation de la puissance totale fournie par les 4 amplificateurs dans la même configuration laser.

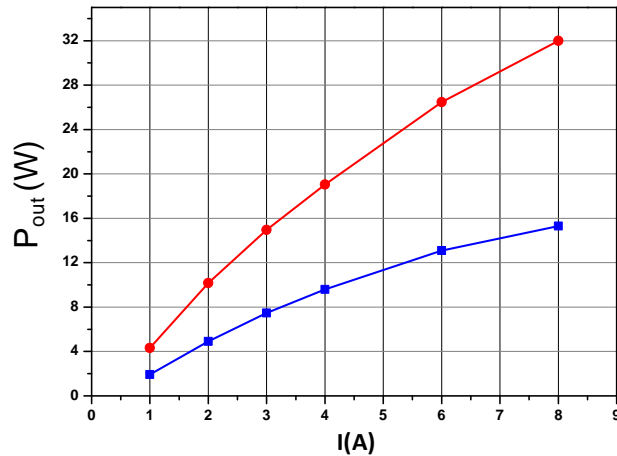


Figure II-10 : Evolution de la puissance extraite de la cavité (bleu) en fonction du courant de pompage des 4 amplificateurs et puissance théorique délivrée par ces amplificateurs (rouge).

Ces mesures mettent en évidence la présence de pertes intracavité importantes, de l'ordre de 50%. Ces pertes peuvent être « observées » expérimentalement à l'aide d'une simple carte photosensible aux longueurs d'onde situées autour de $1 \mu\text{m}$. En effet, on peut constater, en aval de la matrice de microlentilles, différents faisceaux lumineux qui s'écartent des quatre principaux faisceaux collimatés. Ces faisceaux divergents, proviennent de la diaphragmation engendrée par les microlentilles de la matrice qui, contrairement à ce que laissent supposer les données constructeur, ne sont pas jointives et ne collectent donc pas toute la puissance émise par les fibres du bundle (voir Figure II-6).

Nous avons donc cherché à quantifier les pertes introduites par notre système de collimation pour savoir s'il était l'unique responsable des pertes mesurées. Comme nous l'avons vu précédemment, nous avons cherché à maximiser la puissance contenue dans le lobe central du champ lointain, ce qui implique de constituer un champ proche présentant le taux de remplissage le plus fort possible (0,91).

Le dispositif d'imagerie que nous utilisons est basé sur l'expansion des faisceaux en espace libre. Cette technique, basée sur l'association d'un arrangement de fibres avec une matrice de microlentilles, permet d'ajuster le taux de remplissage en adaptant la distance focale des microlentilles utilisées. Pour obtenir un taux de remplissage de 0,91 nous avons donc choisi une matrice de microlentilles de distance focale appropriée ($f = 660 \mu\text{m}$), en considérant que les microlentilles de la matrice sont jointives (ce qui signifie un diamètre utile de $250 \mu\text{m}$), comme on peut le déduire de la fiche constructeur. Or, nous avons constaté expérimentalement qu'en réalité elles présentent un diamètre utile de seulement $200 \mu\text{m}$ (voir Figure II-6). La figure suivante illustre les pertes introduites (en rouge) par la diaphragmation des faisceaux en champ proche, imposée par les microlentilles.

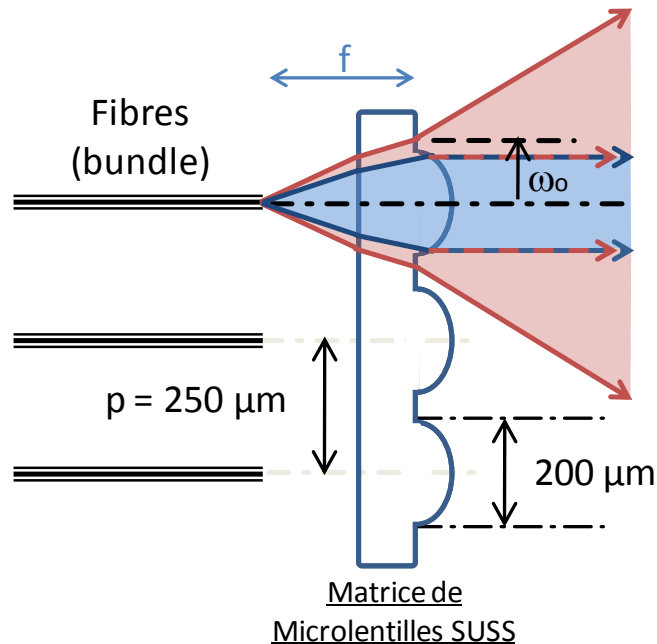


Figure II-11 : Collimation d'un faisceau issu d'une des fibres du bundle par une des microlentilles de la matrice et représentation des pertes par diaphragmation : en rouge la partie non collimatée du faisceau et en bleu la partie collimatée.

Connaissant la surface utile des microlentilles de la matrice utilisée, nous avons alors calculé l'évolution de la puissance crête du champ lointain (en $N_x = N_y = 0$) en fonction du taux de remplissage (Figure II-12). Ces calculs mettent en évidence les pertes introduites par le système de collimation (en rouge) par rapport au cas théorique sans diaphragmation (en bleu). La courbe en noir représente le facteur de transmission de la matrice : c'est le rapport entre les courbes rouge et bleue.

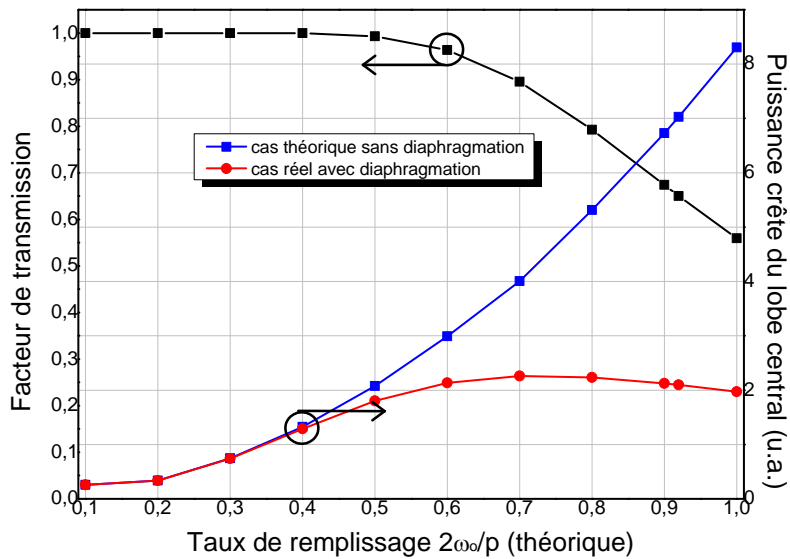


Figure II-12 : Evolution de la puissance crête du lobe central et du facteur de transmission (en noir) de la matrice de microlentilles en fonction du taux de remplissage.

Ainsi, pour un taux de remplissage de 0,91, les pertes imposées par le dispositif d'imagerie sont de l'ordre de 35%, auxquelles il faut rajouter celles liées aux réflexions de Fresnel de la matrice de microlentilles (face avant et face arrière) proches de 10% et celles liées au coupleur de sortie (4%). Ces pertes ont également pu être quantifiées expérimentalement en insérant un coupleur sur un des bras amplificateurs en aval du bundle de fibre. Ce coupleur permet de remonter à la puissance avant collimation. Ainsi les pertes mesurées expérimentalement, attribuées au dispositif d'imagerie, sont de l'ordre de 52% pour une voie. Ces résultats montrent que les pertes mesurées lors du bilan énergétique sont essentiellement dues à la diaphragmation des faisceaux par le dispositif d'imagerie en champ proche. Il y a donc un compromis à trouver entre un fort taux de remplissage et un fort taux de transmission du système de collimation comme le montre la Figure II-12.

IV.3. Mise en phase de 4 amplificateurs à fibre délivrant jusqu'à 50 W chacun

Nous avons augmenté les niveaux de puissance mis en jeu en dimensionnant une nouvelle cavité dédiée à l'intégration d'amplificateurs à fibre de type LMA (Large Mode Area), fournis par la société *CILAS* et pouvant délivrer jusqu'à 50 W chacun. Comme nous

l'avons vu dans le premier chapitre, l'utilisation de fibres LMA permet, pour la génération de fortes puissances, de limiter le guidage de l'ASE ainsi que l'apparition d'effets non linéaires.

IV.3.1. Dispositif expérimental

Le nouveau dispositif expérimental est présenté sur la figure suivante, il s'agit d'une architecture semblable à celle utilisée au cours de l'étude expérimentale précédente, à quelques exceptions près.

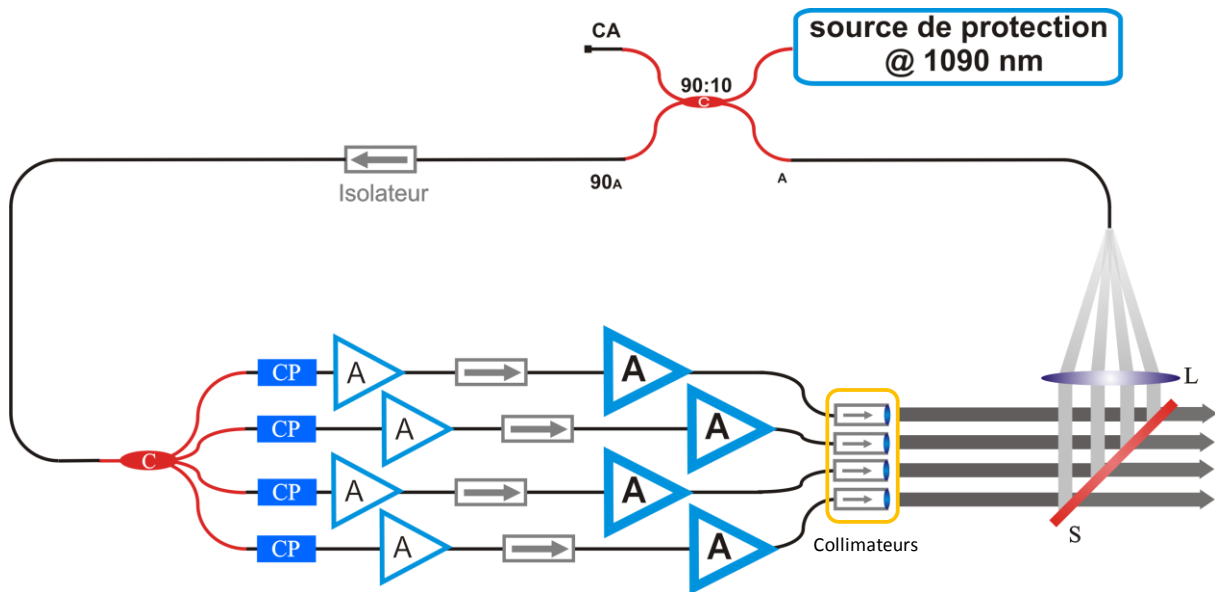


Figure II-13 : Dispositif expérimental de combinaison cohérente de 4 amplificateurs à fibre LMA (C : coupleur, CP : contrôleur de polarisation, A : amplificateur, S : séparatrice, L : lentille).

Dans cette nouvelle configuration, il n'y a plus de pré-amplificateur commun mais chaque bras est maintenant constitué de deux étages amplificateurs. Le premier étage est composé d'amplificateurs pouvant délivrer jusqu'à 10 W (les mêmes que ceux précédemment utilisés) et le second est composé d'amplificateurs pouvant atteindre 50 W. Les amplificateurs à fibre LMA utilisés ici, sont composés d'une fibre dopée ytterbium à large aire modale (25 μm de diamètre de cœur, $\text{ON} = 0,06$), double gaine (250 μm de diamètre, $\text{ON} = 0,46$) pompée par 10 diodes multimodales pouvant délivrer jusqu'à 10 W chacune. Les caractéristiques de ces amplificateurs à fibre LMA, sont représentées sur les Figure II-14 et Figure II-15. Enfin, ces amplificateurs sont soudés à des isolateurs qui assurent à la fois l'isolation et la collimation des faisceaux émis par les fibres.

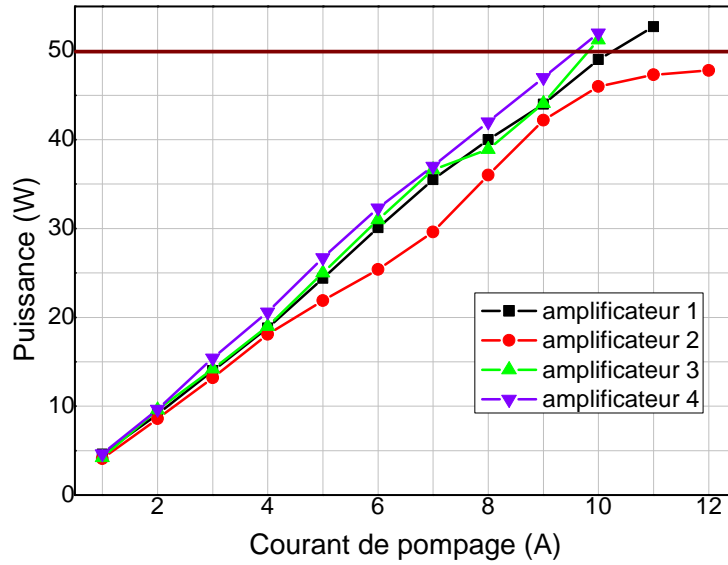


Figure II-14 : Niveaux de puissance délivrés par les 4 amplificateurs LMA en fonction du courant de pompage pour une puissance d'entrée de 2 W.

Ces caractéristiques obtenues en régime d'amplification montrent que pour une puissance incidente de 2W, les 4 amplificateurs atteignent 50 W, excepté l'amplificateur n°2 qui sature à 48 W. La figure suivante représente le spectre d'émission spontanée amplifiée (ASE) relevé en sortie de l'isolateur d'un des 4 amplificateurs.

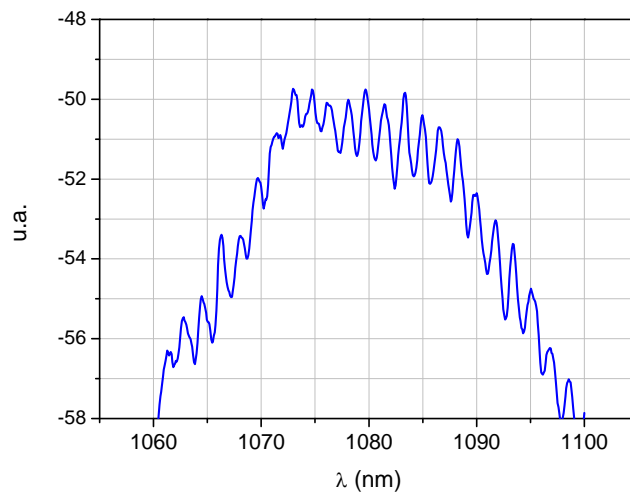


Figure II-15 : Spectre d'ASE d'un des amplificateurs LMA, relevé en sortie de l'isolateur

Ce spectre de fréquences temporelles montre que la bande de gain de ces amplificateurs est centré sur 1080 nm. On peut également noter la présence d'une modulation périodique qui pourrait être la signature d'un comportement partiellement bimodal des amplificateurs.

Une autre différence par rapport à la configuration précédente concerne la fibre de collection. En effet, dans le but de réduire la densité de puissance sur la face de la fibre, nous avons remplacé la fibre standard par une fibre lentillée (diamètre de mode 16 μm). Le pourcentage de puissance réinjectée dans la cavité est ici de l'ordre du pourcent grâce notamment à l'utilisation d'une séparatrice qui permet d'extraire 75% de la puissance et réfléchit 15% vers la fibre de collection.

IV.3.1.1. Dispositif d'agencement pupillaire

L'utilisation de ces nouveaux amplificateurs nous a également amené à concevoir un nouveau dispositif d'agencement pupillaire, notamment en raison de l'encombrement des isolateurs. Nous avons donc choisi d'utiliser des prismes à angle droit, de 10 mm de côté, de manière à constituer un ensemble compact de faisceaux parallèles entre eux. Comme le montre la Figure II-16, ces prismes sont placés en regard des différents isolateurs (en rouge) et la réflexion totale sur la face arrière des prismes permet de s'affranchir de l'encombrement des isolateurs de façon à obtenir des faisceaux les plus rapprochés possibles (leur rapprochement est initialement limité par la taille des prismes). De plus, les prismes sont montés sur des supports permettant d'ajuster leur pointé de façon à obtenir des faisceaux parfaitement parallèles entre eux.

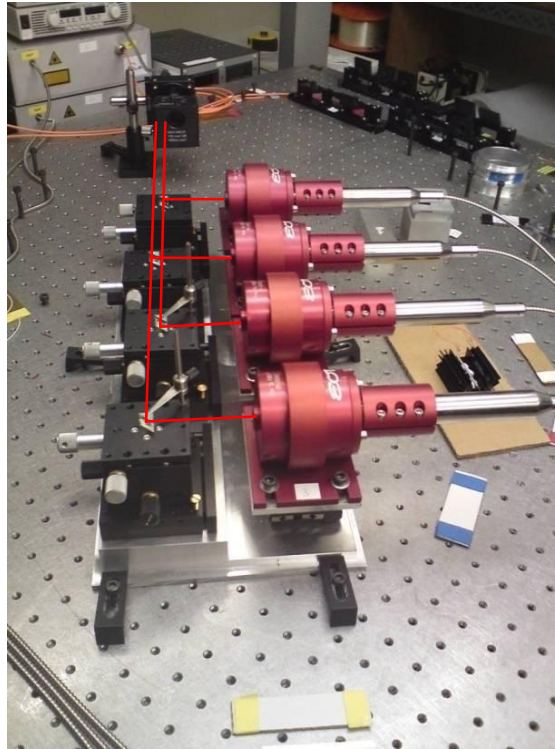


Figure II-16 : Nouveau dispositif de densification de pupille à base de prismes à angle droit.

Ce dispositif nous a permis d'obtenir un taux de remplissage de l'ordre de 40% avec des diamètres de faisceaux de l'ordre de 3,5 mm. Cependant, comme le montre la Figure II-17, les faisceaux ne sont pas complètement monomodes malgré les courbures imposées à la fibre de jonction entre la fibre amplificatrice et l'isolateur, de façon à imposer des pertes aux modes d'ordres supérieurs. Afin d'évaluer la qualité spatiale d'émission de ces 4 faisceaux, nous avons comparé leurs diamètres mesurés au foyer image d'une lentille de 500 mm de distance focale à celui qu'aurait un faisceau gaussien uniphase. Les résultats obtenus, reportés sur la Figure II-17, correspondent alors au rapport de ces deux diamètres dans les deux dimensions (W_x et W_y).

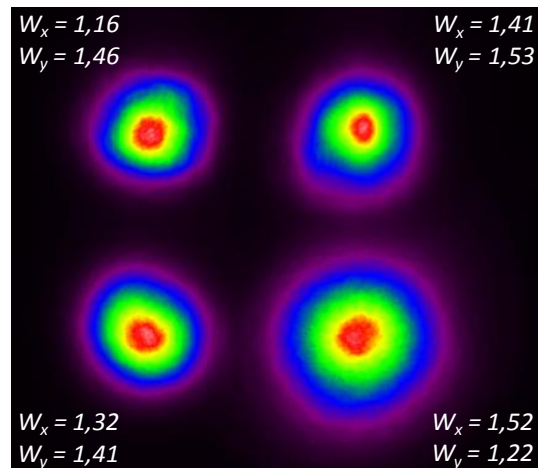


Figure II-17 : Champ proche obtenu avec le nouveau dispositif de densification de pupille à faible niveau de puissance.

De plus, on peut remarquer qu'un des faisceaux présente une mauvaise collimation (celui en bas à droite sur la Figure II-17), ce qui rend son utilisation délicate. En effet, en raison de sa forte divergence, il est impossible d'injecter ce rayonnement dans la fibre de collection car ce faisceau n'est pas focalisé dans le même plan que les 3 autres. C'est pourquoi les résultats présentés dans la suite de cette partie n'ont été obtenus qu'avec 3 émetteurs.

Toutefois, nous avons conservé l'agencement des émetteurs en champ proche en l'état, c'est-à-dire avec les 3 faisceaux disposés aux sommets d'un triangle rectangle isocèle. Le champ lointain attendu diffère bien entendu de ceux étudiés jusqu'ici, mais la principale particularité réside sur la coupe suivant l'axe des fréquences spatiales horizontales (N_x) qui, dans la configuration à 3 émetteurs utilisée ici ne présente en théorie pas de minima à zéro (Figure II-18).

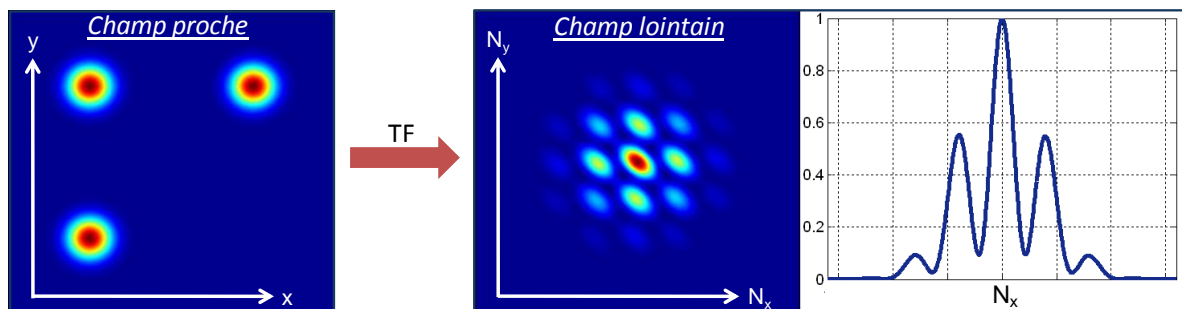


Figure II-18 : Champ lointain théorique et profil associé suivant N_x pour un champ proche composé de 3 émetteurs.

IV.3.2. Résultats expérimentaux

Les réglages du laser sont identiques à ceux des deux configurations précédentes (injection dans la fibre de collection et ajustement des états de polarisation sur les différents bras). La seule différence provient de la source de protection qui doit être obligatoirement coupée après les phases de réglage, en raison de sa longueur d'onde d'émission (1090 nm) qui est comprise dans la bande gain des amplificateurs. Le rayonnement de la source de protection vient consommer une partie de l'inversion de population au détriment du signal laser qui parcourt la cavité.

IV.3.2.1. Caractérisation spatiale de l'émission laser

Nous avons procédé à une montée en puissance progressive des 3 amplificateurs. Le niveau de pompage des premiers étages amplificateurs est fixé de façon à fournir un niveau de puissance suffisant au second étage amplificateur (environ 2 W). La Figure II-19 montre l'évolution du champ lointain en fonction des niveaux de puissance délivrés par le dernier étage amplificateur.

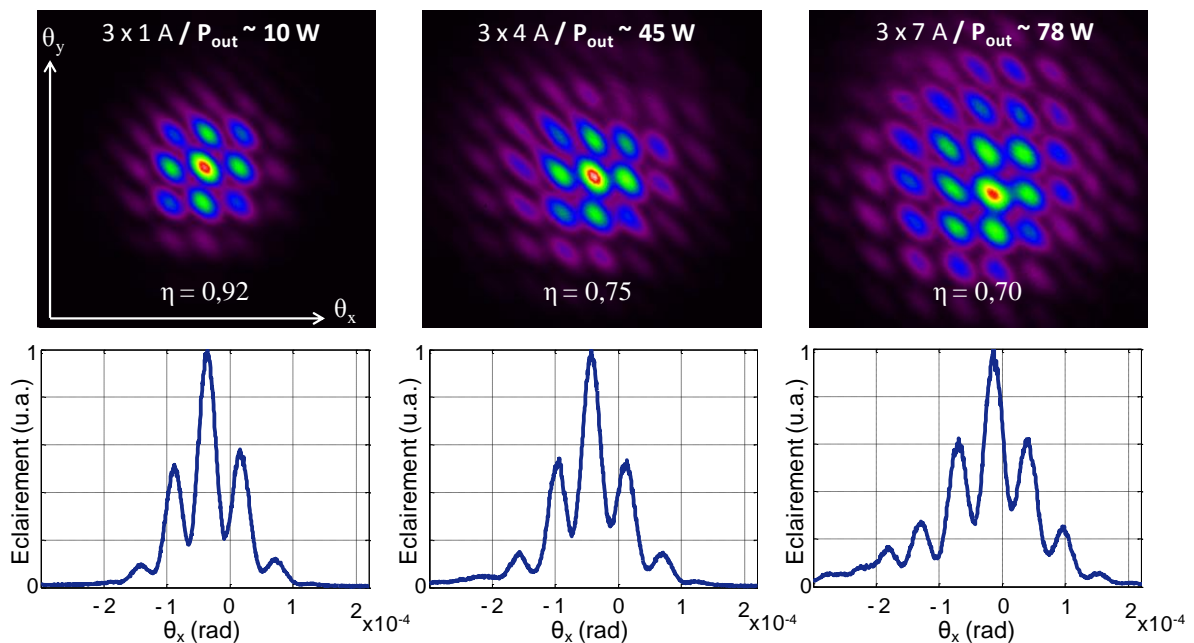


Figure II-19 : Evolution du champ lointain et du profil associé en fonction des niveaux de puissance générés par la cavité (P_{out} : puissance totale extraite de la cavité).

Les relevés ci-dessus montrent une bonne qualité de mise en phase ($\eta = 0,92$) à faible niveau de puissance ($3 \times 1 A$). L'augmentation de la puissance fournie par les amplificateurs

engendre une légère dégradation de la qualité de mise en phase, comme l'atteste la réduction de contraste des modulations dans la figure d'interférences. On peut surtout constater un étalement du champ lointain avec le niveau croissant de pompage des amplificateurs. La Figure II-20 montre l'évolution de chaque faisceau en champ lointain en fonction du niveau de pompage des amplificateurs LMA.

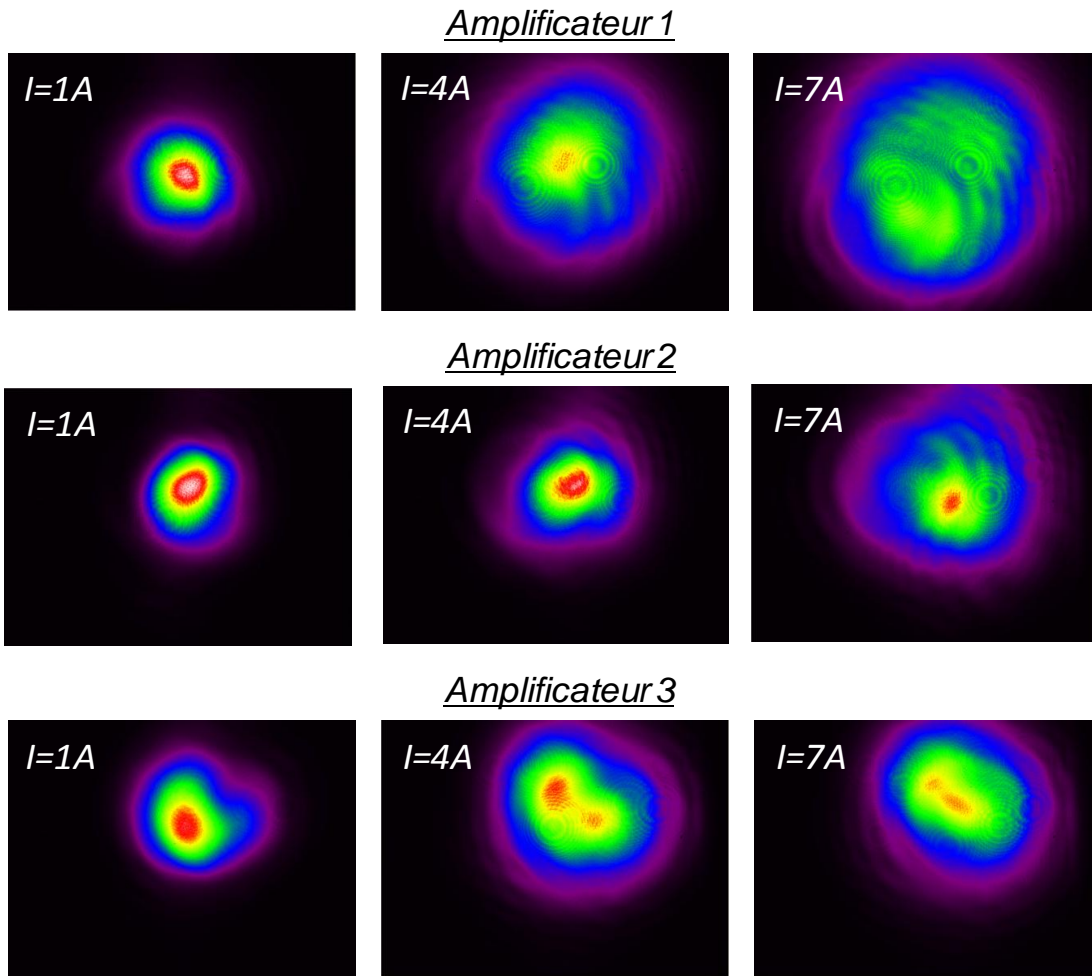


Figure II-20 : Evolution en champ lointain de la forme des faisceaux émis par chaque amplificateur en fonction de son niveau de pompage.

Ces relevés des 3 faisceaux émis en champ lointain, montrent une dégradation croissante de la qualité spatiale des faisceaux. Cette dégradation se traduit de différentes façons : par un étalement spatial provenant probablement d'un effet thermique au sein de l'isolateur (cas des amplificateurs 1 et 2) ou par une modification de la répartition spatiale de l'énergie, confirmant le caractère multimodal des fibres LMA (cas des amplificateurs 2 et 3).

IV.3.2.2. Bilan énergétique

La Figure II-21 montre l'évolution de la puissance totale extraite de la cavité lorsque les 3 lasers élémentaires sont cophasés (en bleu) par rapport à la puissance laser disponible (en vert). Ces mesures montrent que la puissance totale extraite en régime de combinaison cohérente est très proche de celle disponible (90% de la puissance laser disponible). L'écart entre les deux tracés est dû aux courbures des fibres de jonction entre la fibre amplificatrice et l'isolateur mises en œuvre pour améliorer la qualité spatiale des faisceaux lors des expériences de mises en phase. J'ai pu observer que la puissance émise variait de manière significative suivant les courbures appliquées, c'est pourquoi j'ai pris la précaution de mesurer la puissance laser disponible sans ces contraintes.

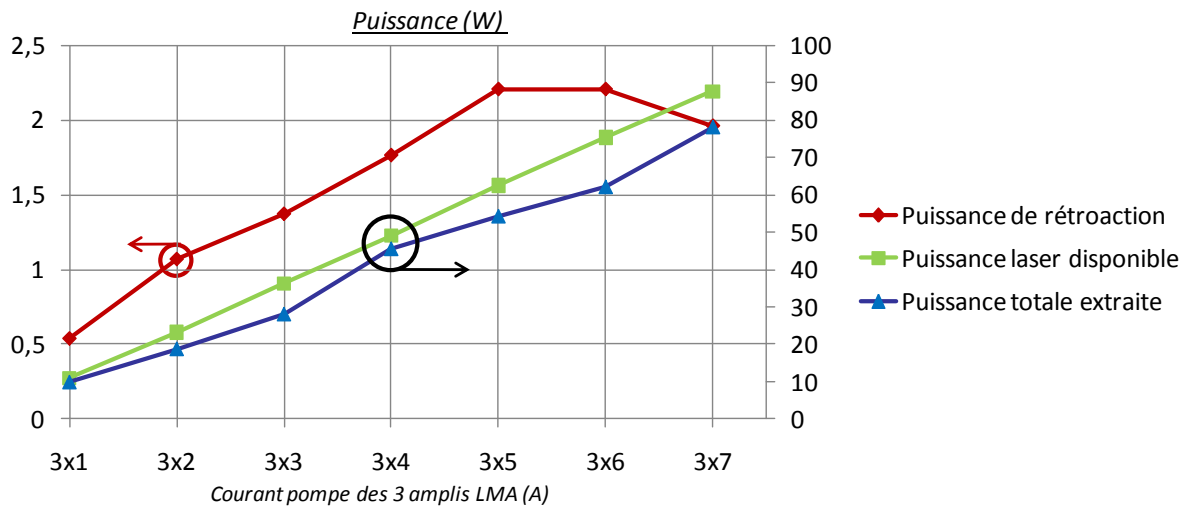


Figure II-21 : Evolution de la puissance totale extraite lorsque les émetteurs sont cophasés (en bleu), de la puissance laser disponible (en vert) et de la puissance réinjectée dans la fibre collection (en rouge) en fonction des niveaux de pompage des 3 amplificateurs.

De plus, on peut voir une saturation puis une décroissance de la puissance réinjectée dans la fibre de collection (en rouge) à partir d'un courant de pompage de 5 A par amplificateur. Cette évolution de la puissance de rétroaction est liée à la dégradation spatiale du champ lointain qui réduit le coefficient de couplage dans la fibre qui opère le filtrage spatial. Au cours de ces mesures, nous n'avons pas pu atteindre les niveaux maximaux (50 W) fournis par les amplificateurs, en raison de la dégradation de la brillance des faisceaux qui entraîne une chute de la surtension de la cavité et, par conséquent, dégrade la qualité de mise en phase.

En d'autres termes, sans ces problèmes technologiques, il est envisageable d'obtenir de meilleurs résultats aux niveaux de puissance maximales que peuvent fournir les amplificateurs.

IV.4. Conclusion sur la montée en puissance

Cette étude expérimentale a permis de mettre en évidence une première limite au phénomène d'auto-organisation qui est mis à profit pour obtenir le synchronisme d'un ensemble d'émetteurs. Cette limite provient de la surtension de la cavité laser et conjointement de la répartition du gain dans la boucle laser. Il faut souligner que la surtension de la cavité n'est plus ici un paramètre de cavité « froide » comme dans un laser conventionnel mais évolue suivant la structuration spatiale et spectrale du rayonnement laser intracavité de manière analogue à ce que l'on observe dans un laser à modes bloqués par absorbant saturable. Les dimensionnements du taux d'extraction de la cavité, du niveau de puissance en entrée des amplificateurs et du gain des amplificateurs doivent être optimisés pour assurer les meilleures performances énergétiques tout en préservant une efficacité de mise en phase élevée. Lorsque la surtension de la cavité et les puissances en entrée des amplificateurs prennent des valeurs trop faibles, l'émission spontanée amplifiée vient dégrader la qualité de la mise en phase. Le phénomène s'accroît pour de forts niveaux de pompage. Cependant, nous avons montré que cette méthode de mise en phase peut être compatible avec de forts niveaux de puissance.

V. Etude expérimentale de la dynamique d'établissement du cophasage

Dans cette partie nous nous intéressons au temps nécessaire pour mettre en phase les différents émetteurs dans notre configuration annulaire. Cette information est importante, elle permet d'évaluer le comportement dynamique du laser en réponse à des perturbations environnementales. Cette information est également précieuse en vue d'un fonctionnement en régime impulsionnel. En effet, un des inconvénients des dispositifs de mise en phase par voie active est le temps de réponse du système d'asservissement qui en régime impulsionnel est trop grand pour permettre la compensation des perturbations de phase liées aux évolutions brutales de l'inversion de population. Pour déterminer le temps de réponse de notre système,

nous nous sommes inspirés des méthodes employées en électronique. Nous avons introduit une perturbation très brève dans notre dispositif de façon à modifier les relations de phase entre les différents émetteurs et nous avons déterminé le temps nécessaire au dispositif pour les resynchroniser.

Pour perturber le laser, nous avons expérimenté plusieurs solutions. La première d'entre elles est une perturbation par modulation d'amplitude (au moyen d'un chopper mécanique) de l'ensemble des faisceaux dans la partie en espace libre de la cavité. Cette solution ne s'est pas avérée concluante. Elle a conduit à l'apparition d'un régime impulsionnel de type déclenché (Figure II-22), composé d'une impulsion principale suivie d'oscillations de relaxation, empêchant de dissocier les effets de perturbation en cohérence du laser, de sa dynamique de gain.

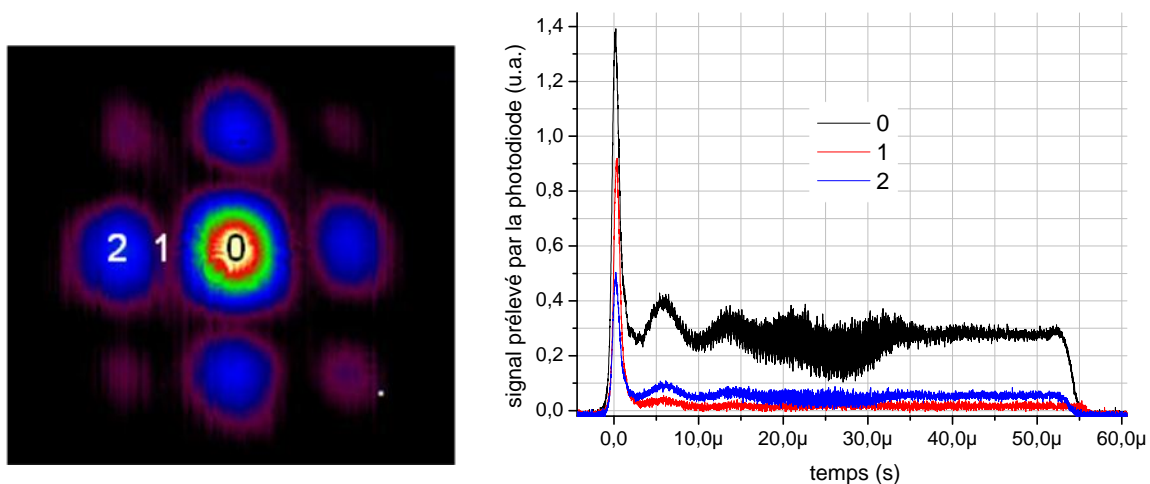


Figure II-22 : Champs lointains (a) et évolutions temporelles de l'éclairement relevées en différents points du champ lointain (b) : le tracé noir au centre (0), le bleu sur un des 4 rebonds latéraux (2) et le rouge sur un des 4 minima (1).

Pour s'affranchir de ces oscillations de relaxation, nous avons remplacé la modulation d'amplitude par une modulation de phase. De plus pour faciliter l'analyse, nous avons dans ce cas là exploité une configuration à deux émetteurs, dans laquelle une seule des deux voix est perturbée, afin que le déphasage créé se traduise par une simple translation du lobe central de la figure de diffraction.

La perturbation de phase recherchée est obtenue grâce à la modulation de phase croisée. Il s'agit d'un effet non linéaire qui est une conséquence de l'effet Kerr optique et qui intervient lorsque deux champs, de fréquence porteuse ou de polarisation différentes se propagent dans le même guide. Lors de la propagation d'une impulsion de forte intensité, celle-ci entraîne une modification de l'indice de réfraction du guide et impose ainsi un déphasage au second rayonnement qui parcourt ce même guide. Ce déphasage non linéaire lié à la modification instantanée de l'indice de réfraction de la fibre par une impulsion intense est défini par la relation suivante :

$$\varphi_{nl} = 2 \cdot \frac{2\pi \cdot n_2 \cdot \hat{P} \cdot L_i}{\lambda \cdot A_{eff}} \quad [II-xxv]$$

Avec :

n_2 : indice non linéaire de la silice ($3 \cdot 10^{-20}$ m²/W)

\hat{P} : puissance crête de l'impulsion perturbatrice

L_i : longueur d'interaction entre les deux signaux

λ : longueur d'onde du signal laser

A_{eff} : aire effective du mode guidé dans la fibre

Pour cette étude expérimentale, l'impulsion perturbatrice provient d'un train d'impulsions émis par un laser « microchip » Nd :YAG émettant à 1064 nm. Le signal émis présente des impulsions de 1 ns de durée et de 7 kW de puissance crête avec une fréquence de répétition de 7,2 kHz. Nous avons exploré deux configurations : l'une où l'impulsion perturbatrice se propage dans le même sens que le rayonnement laser de la cavité et une autre dans laquelle les deux rayonnements se propagent en sens inverse.

V.1. Impulsion perturbatrice contra-propagative

V.1.1. Dispositif expérimental

La première configuration que nous avons explorée est celle dans laquelle le rayonnement du microchip et celui de la cavité laser se propagent en sens inverse. Le dispositif expérimental est représenté sur la Figure II-23. Il s'agit d'une configuration à 2

émetteurs, identique à celle utilisée pour mettre en phase 4 amplificateurs à fibre dopée ytterbium délivrant 10 W.

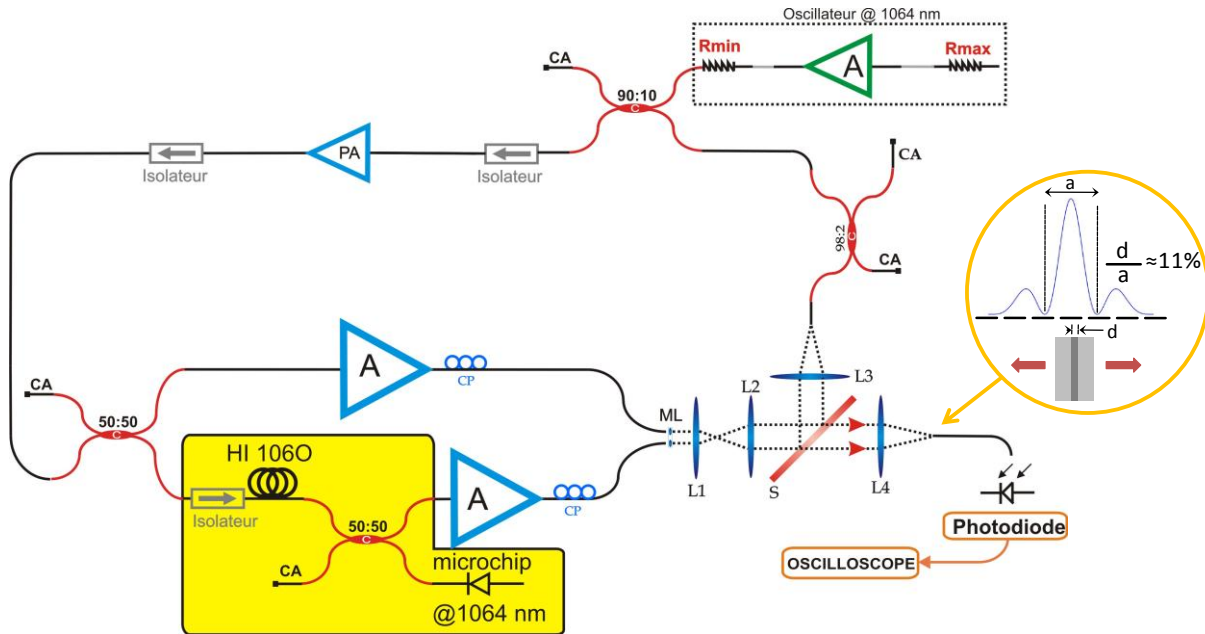


Figure II-23 : Dispositif expérimental de combinaison cohérente de 2 amplificateurs à fibre dopée ytterbium, avec propagation d'une impulsion perturbatrice contra-propagative.

Le train d'impulsions provenant du microchip est injecté de façon contra-propagative par rapport au signal laser grâce à un coupleur 50:50 sur un bras de la cavité avant l'étage d'amplification. Un isolateur placé sur le bras de la cavité limite la longueur de propagation commune au train d'impulsions et au signal laser à 1 mètre de fibre. La puissance crête de l'impulsion injectée dans la cavité est d'environ 1 kW. Dans le cas où la sonde (signal laser) et une impulsion pompe (du microchip) voyagent en sens inverse, la longueur d'interaction est définie par la relation suivante :

$$L_i = \frac{c \cdot \Delta t}{2 \cdot n} = 10 \text{ cm} \quad [II-xxvi]$$

Avec :

c : vitesse de la lumière

Δt : durée de l'impulsion (1 ns)

n : indice de la silice (1,45)

Par conséquent le déphasage non linéaire (φ_{nl}) introduit par modulation de phase croisée est de l'ordre de $0,34\pi$.

V.1.2. Analyse temporelle du champ lointain

L'objectif de cette analyse temporelle est d'observer comment se rétablit le champ lointain extrait de la cavité après le passage de la perturbation. Cette analyse temporelle est réalisée par l'intermédiaire d'une fibre unimodale. L'extrémité de cette fibre, placée au foyer image de la lentille L4, réalise un échantillonnage du spectre de fréquences spatiales affiché par la lentille (Figure II-23). Seule une partie de la figure de diffraction, correspondant à 11% du lobe central est prélevée par la fibre puis acheminée vers une photodiode rapide. Le déplacement de l'extrémité de cette fibre, permet de balayer toute la figure de diffraction et de reconstituer, grâce au signal collecté par la photodiode, l'évolution des différents points de la figure de diffraction au cours du temps après le passage de l'impulsion perturbatrice.

L'analyse des relevés temporels prélevés par la photodiode dans un plan transverse aux franges d'interférences, nous a permis de reconstituer l'évolution au cours du temps du profil du champ lointain avant et après le passage de l'impulsion perturbatrice (Figure II-24). En noir est représenté le profil du champ lointain avant le passage de la perturbation. Le profil rouge correspond au passage de l'impulsion perturbatrice et les profils violet et vert correspondent aux profils relevés après respectivement 1 tour puis deux tours de cavité.

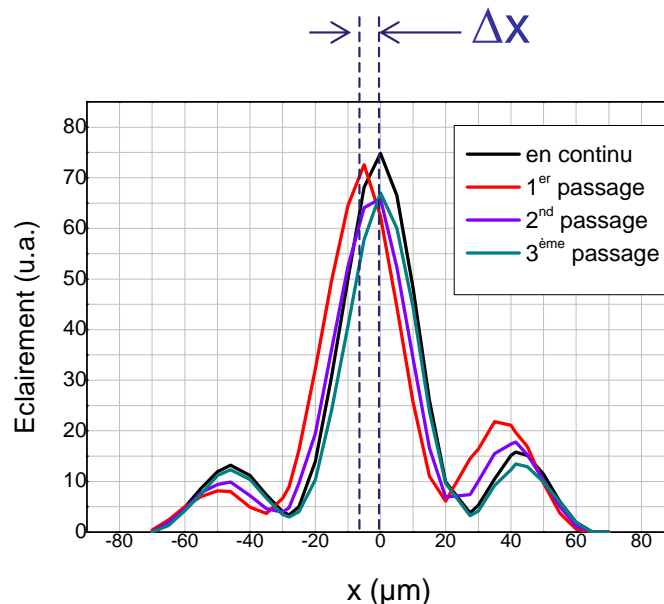


Figure II-24 : Evolution du champ lointain avant (en noir) et après le passage de l'impulsion contra-propagative au rayonnement de la cavité.

Le déphasage non linéaire introduit par la modulation de phase croisée sur un des bras de la cavité se traduit, en champ lointain, par une translation du maximum du lobe central de $8 \mu\text{m}$ ce qui correspond à un déphasage relatif de l'ordre de $0,2\pi$ entre les deux sources qui interfèrent. Deux tours de cavité sont nécessaires pour que le champ lointain retrouve son profil original. Au bout de deux tours de cavité, il subsiste néanmoins une différence en terme d'intensité maximale mais elle va s'estomper au fur et à mesure des tours de cavité. Cette augmentation progressive de la puissance crête est due à la modification de la surtension (liée à la translation du lobe central lors du passage de la perturbation), il faut alors plusieurs tours de cavité pour retrouver le régime stationnaire. Ce résultat montre que le temps de réponse du système laser est très bref (640 ns, équivalent à deux tours de cavité) pour des perturbations relativement faibles.

V.2. Impulsion perturbatrice co-propagative

Dans la précédente configuration, la propagation co-propagative de l'impulsion avec le rayonnement de la cavité limite la longueur d'interaction entre les deux signaux à 10 cm, ce qui induit par conséquent un faible déphasage non linéaire. C'est pourquoi nous avons exploité ce nouveau montage qui consiste à faire propager l'impulsion perturbatrice dans le même sens que le signal laser de la cavité, afin de bénéficier d'une plus grande longueur d'interaction.

V.2.1. Dispositif expérimental

Le nouveau dispositif expérimental est présenté sur la Figure II-25, l'injection de l'impulsion de façon co-propagative avec le rayonnement de la cavité impose quelques modifications de la cavité laser. Un réseau de diffraction est utilisé comme coupleur de sortie. Il permet l'extraction de l'impulsion perturbatrice par filtrage spectral afin d'éviter qu'elle ne parcoure toute la cavité et qu'elle ne soit alors amplifiée. Une partie du rayonnement issu des amplificateurs (5%), prélevée par la séparatrice (S), est acheminée vers le dispositif d'analyse afin de procéder à la caractérisation temporelle du rayonnement émis. Le train d'impulsions provenant du laser microchip est injecté sur un des bras de la cavité, après l'amplificateur, grâce à un coupleur 50:50. La distance de propagation commune à l'impulsion perturbatrice et au signal laser est ici de deux mètres environ.

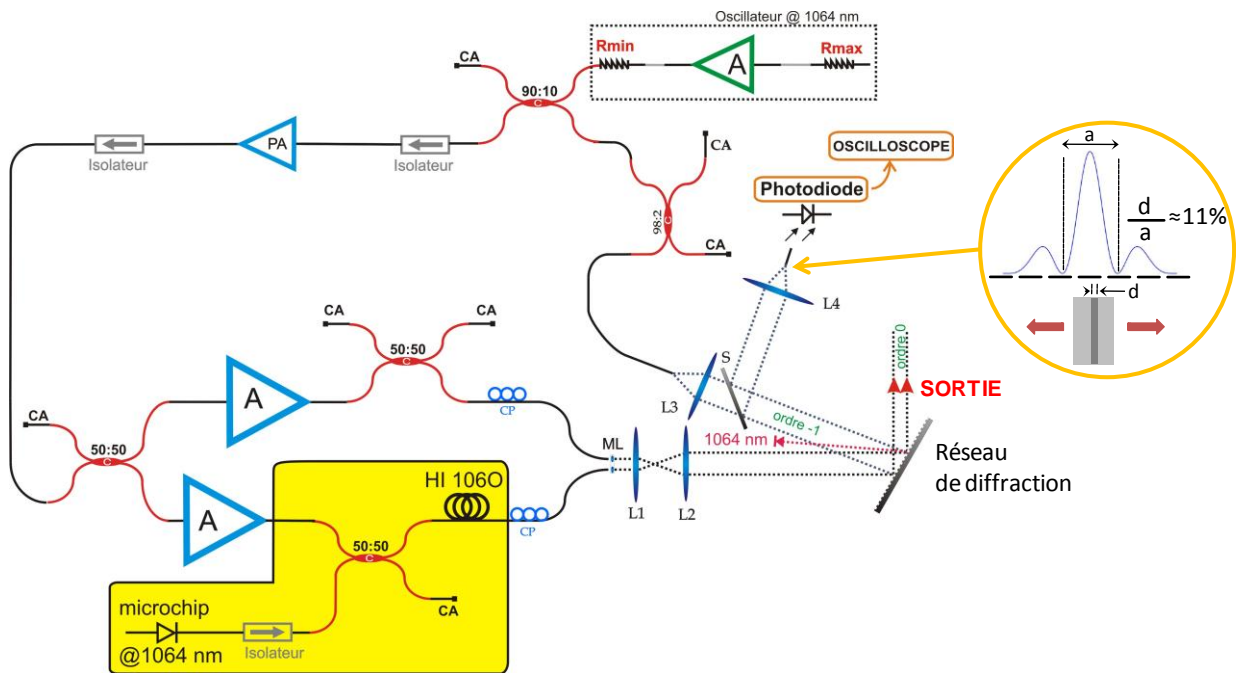


Figure II-25 : Dispositif expérimental de combinaison cohérente de 2 amplificateurs à fibre dopée ytterbium, avec couplage co-propagatif d'une impulsion perturbatrice.

V.2.2. Analyse résolue en temps du champ lointain

L'analyse temporelle du rayonnement est réalisée de la même façon que dans la configuration précédente : une fibre balaye le champ lointain dans un plan transverse aux franges d'interférences et les signaux prélevés par la photodiode nous permettent de reconstruire l'évolution au cours du temps du profil de la figure de diffraction. La figure suivante représente (en noir) l'évolution au cours du temps du rayonnement contenu au centre de la figure de diffraction avant et après passage de l'impulsion perturbatrice (en rouge). On peut constater que le passage de l'impulsion perturbatrice entraîne une chute de la puissance contenue au centre de la figure de diffraction (N°1 sur la Figure II-26) par rapport à la situation d'avant perturbation (N°0). Par la suite, les tours de cavité successifs permettent un retour vers la valeur stationnaire de façon exponentielle.

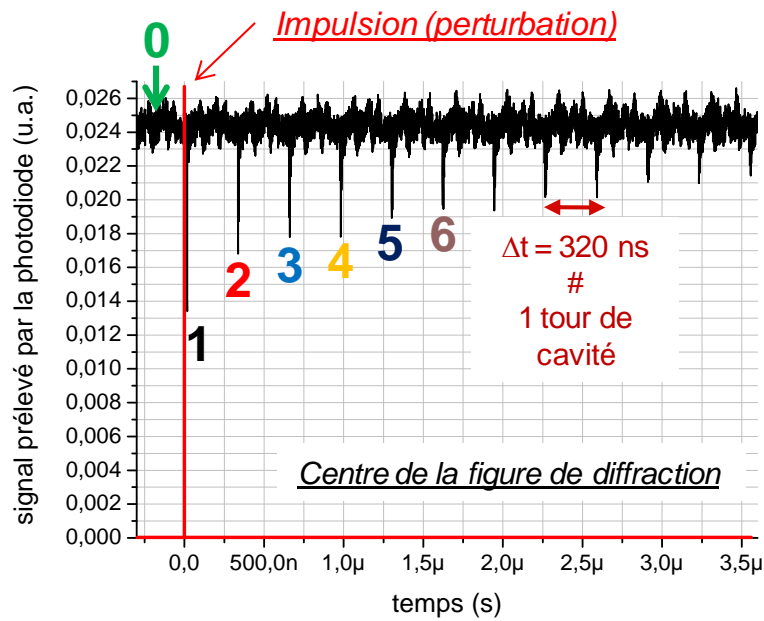


Figure II-26 : Evolution temporelle du signal contenu au centre de la figure de diffraction avant et après passage de l'impulsion.

La

Figure II-27 est un agrandissement des « parties temporelles utiles » de la Figure II-26 où le signal prélevé est perturbé (N°1, 2, 3, 4, 5, 6). On peut observer à partir du second tour de cavité, une démultiplication de la zone perturbée due au passage de celle-ci dans le deuxième bras de la cavité (plus long que le premier).

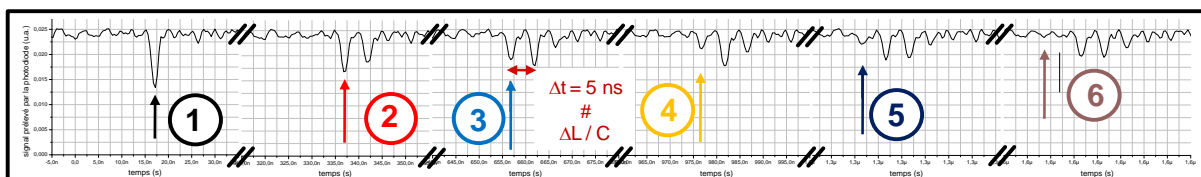


Figure II-27 : Agrandissement de la Figure II-26 : zoom sur les passages successifs des zones perturbées.

Comme précédemment nous avons translaté transversalement l'extrémité de la fibre d'analyse et, tous les $5 \mu\text{m}$, nous avons procédé à des enregistrements temporels similaires à la figure ci-dessus. En relevant l'amplitude de la zone perturbée pour chaque tour de cavité (zone pointée par une flèche sur l

Figure II-27), ces enregistrements permettent de reconstruire l'évolution au cours du temps du profil de la figure de diffraction (Figure II-28). Le profil vert est celui avant le passage de la perturbation et le profil noir correspond au passage de l'impulsion perturbatrice. Les profils rouge et bleu correspondent aux profils relevés après respectivement un tour puis deux tours de cavité.

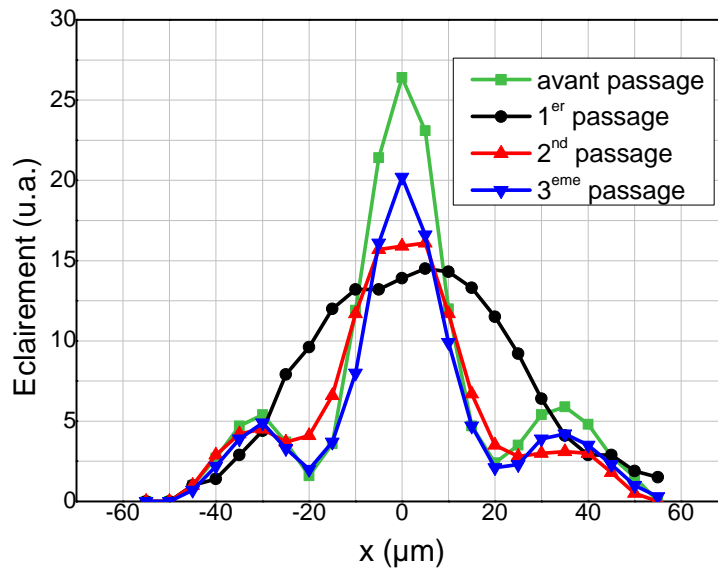


Figure II-28 : Evolution du champ lointain avant (en vert) et après le passage de l'impulsion co-propagative au rayonnement de la cavité.

Dans cette configuration, on observe non pas un glissement des franges d'interférences comme c'est le cas dans la configuration précédente, mais une chute de leur contraste. Ceci est dû au fait que le déphasage non linéaire induit n'est plus uniforme sur la plage temporelle durant laquelle le champ laser est perturbé. Il évolue ici sur une échelle de temps voisine de la durée de l'impulsion d'excitation et de manière proportionnelle à sa puissance instantanée. La résolution temporelle du photodétecteur n'étant pas suffisante, il intègre ainsi l'évolution du champ lointain sur toute l'excursion du déphasage non linéaire entre les pieds et le sommet de l'impulsion. La valeur maximale du déphasage au sommet de l'impulsion perturbatrice est calculée à partir de la relation [III-xxv] en considérant une longueur d'interaction de 2 mètres (longueur de fibre totale commune à l'impulsion perturbatrice et au rayonnement de la cavité). Elle est estimée égale à 5π .

La Figure II-28 montre qu'après deux tours de cavités (en bleu), le champ lointain retrouve un profil similaire à celui du régime stationnaire (en vert). Comme dans la configuration précédente, il subsiste néanmoins une différence en terme de puissance crête mais qui va s'estomper au fur et à mesure des tours de cavité. A partir de 5 tours de cavité (correspondant au 6^{ème} passage de la zone perturbée sur la

Figure II-27), le champ lointain est réellement identique à celui du régime stationnaire.

V.3. Conclusion

Cette étude expérimentale nous a permis de mettre en évidence la robustesse qu'offre la mise en phase passive par filtrage spatial intracavité. En effet, les résultats obtenus avec les deux configurations (co ou contra-propagative), montrent que quelques tours de cavité seulement sont nécessaires pour rétablir le cophasage lorsque le système laser est soumis à des perturbations extérieures et ce quelle que soit la valeur du déphasage introduit. En conclusion, cette étude expérimentale a permis de montrer que le temps de rétablissement du cophasage est très rapide, quelques centaines de nanoseconde pour cette configuration à deux émetteurs. On peut cependant s'interroger sur l'extrapolation de ce résultat à une configuration comportant un plus grand nombre d'émetteurs élémentaires.

VI. Architecture à extraction centrale par polarisation

Dans cette partie nous étudions expérimentalement la mise en phase par filtrage spatial intracavité dans une configuration linéaire à extraction centrale par polarisation, architecture souvent rencontrée dans les systèmes à base de lasers massifs développés par *CILAS*. L'intérêt d'une telle architecture est de pouvoir bénéficier d'un taux d'extraction variable grâce à l'association d'un polariseur avec une lame quart d'onde. Autre avantage de cette architecture, elle ne nécessite plus d'éléments isolateurs qui sont coûteux et volumineux.

VI.1. Dispositif expérimental

Dans cette nouvelle configuration, quatre amplificateurs à fibre dopée ytterbium (A), identiques à ceux utilisés dans la configuration 4x10 W, sont disposés en parallèle dans une cavité linéaire et non plus annulaire. Cette cavité est fermée par deux miroirs de fortes

réflectivités : d'un côté un miroir large bande (R_{max}) et de l'autre un miroir tout fibré large bande réalisé par une boucle de Sagnac. Le dispositif d'imagerie est identique à celui utilisé dans les deux premières configurations, il est constitué du même arrangement de fibres associé à une matrice de microlentilles. Un cube polariseur est utilisé comme coupleur de sortie. Comme dans les configurations présentées précédemment, une fibre dite de collection réalise le filtrage spatial intracavité. Cette fibre est placée au foyer image de la lentille L3 qui affiche le spectre de fréquences spatiales des 4 faisceaux. Les lentilles L1, L2 et L3 permettent d'ajuster la taille du lobe central de la figure de diffraction au diamètre de cœur de la fibre de collection. Le rayonnement prélevé est ensuite pré-amplifié grâce à un pré-amplificateur (PA) placé sur le bras commun. Un coupleur déséquilibré (90:10) permet l'injection du rayonnement provenant de la source de protection. Un second coupleur très déséquilibré (98:2) est placé sur le bras commun pour contrôler la puissance injectée dans la fibre de collection. Le rayonnement prélevé est ensuite pré-amplifié grâce à un pré-amplificateur (PA) placé sur le bras commun. Un coupleur déséquilibré (90:10) permet l'injection du rayonnement provenant de la source de protection. Un second coupleur très déséquilibré (98:2) est placé sur le bras commun pour contrôler la puissance injectée dans la fibre de collection.

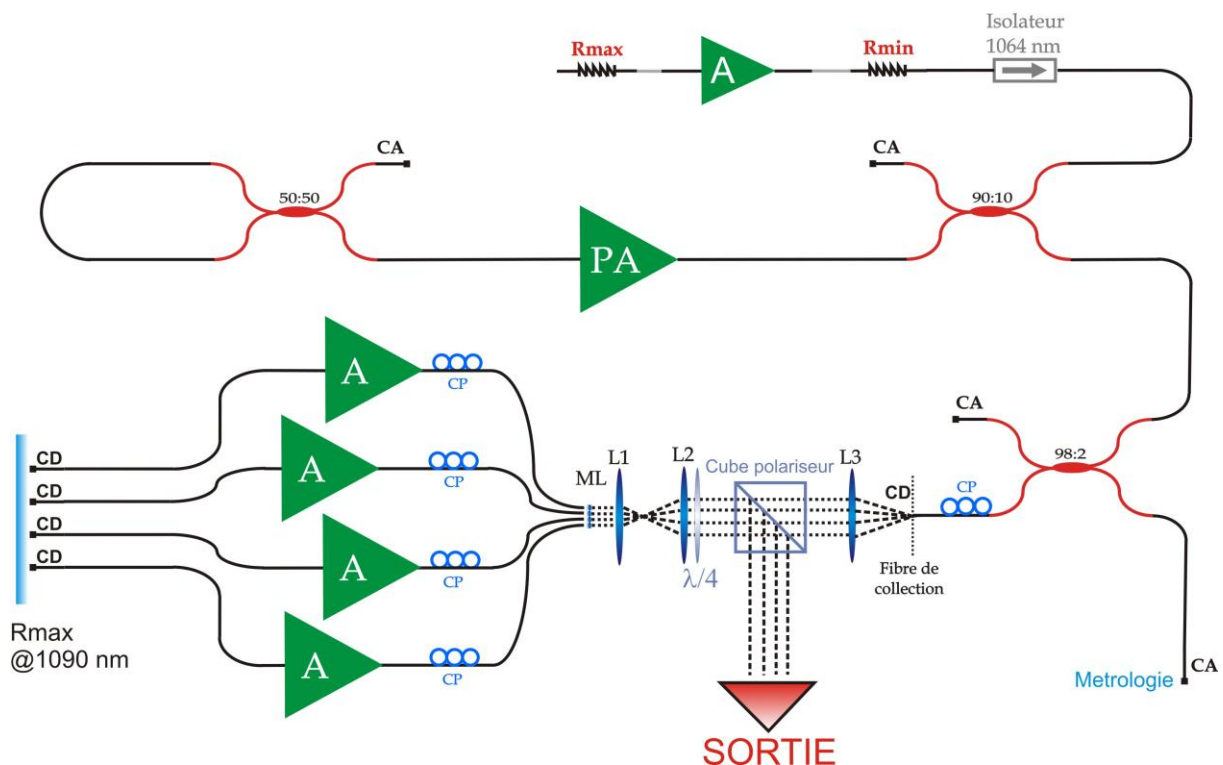


Figure II-29 : Dispositif expérimental de combinaison cohérente, dans une architecture en ligne à extraction centrale par polarisation (CD : clive droit, A : amplificateur, CP : contrôleur de polarisation, ML : matrice de micro-lentilles, Li : lentille, CA : clive en angle, c : coupleur, PA : pré-amplificateur).

Les principales différences par rapport à la configuration en anneau explorée jusqu'ici sont les contraintes de symétrie imposées au champ dans le plan de la fibre de collection. En effet, des contraintes de symétrie sont introduites par la double transformée de Fourier, que subit le champ entre le plan de sortie des fibres amplificatrices et la fibre de collection lors d'un aller-retour dans la cavité, entre le plan de sortie des amplificateurs (plan P2) et celui de la fibre de collection (plan P1) (Figure II-30).

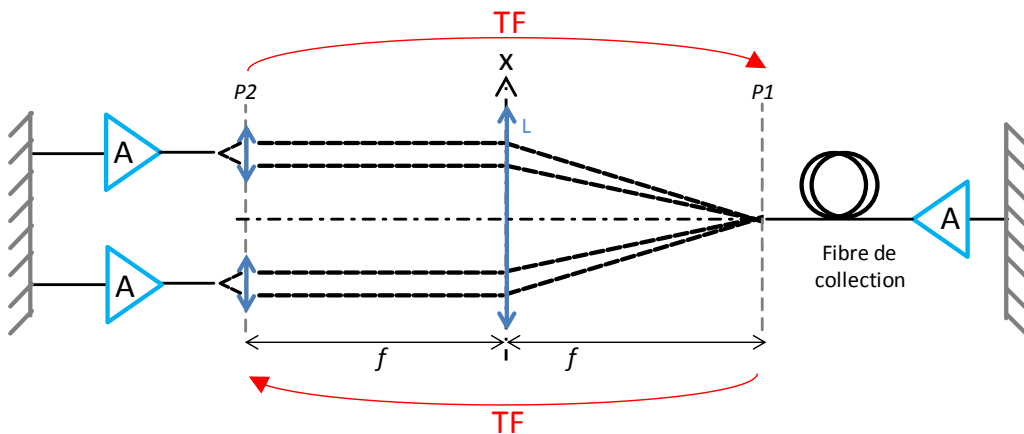


Figure II-30 : Illustration de la double transformation de Fourier subit par le rayonnement lors d'un aller-retour dans la cavité en ligne.

Cette particularité implique que le champ susceptible de s'établir après un aller-retour dans la cavité sera à symétrie centrale. Il s'agira soit d'un « mode pair », présentant une répartition du champ modulée par une fonction cosinus (pour 2 émetteurs) et correspondant à des faisceaux en phase, soit d'un « mode impair », présentant une répartition de champ modulée par un sinus et correspondant à des faisceaux en opposition de phase [9]. Quelle que soit la position de la fibre de collection en champ lointain, la répartition de l'intensité pour les modes de moindres pertes ne peut être qu'une fonction symétrique par rapport à l'axe moyen de propagation (\cos^2 ou \sin^2). En d'autres termes, cette configuration ne bénéficie plus de la propriété d'agilité en pointé.

VI.2. Résultats expérimentaux

VI.2.1. Illustration des contraintes de symétrie

Les premiers résultats expérimentaux, obtenus à deux émetteurs, dans cette configuration illustrent ces contraintes de symétrie. La Figure II-31 montre deux champs

lointains expérimentaux, à 2 émetteurs, obtenus pour différentes positions de la fibre de collection :

- Figure II-31 (a) : l'extrémité de la fibre de collection est positionnée au centre de la figure de diffraction, un maximum de puissance est alors concentré dans le lobe central ce qui correspond à une émission en phase.
- Figure II-31 (b) : l'extrémité de la fibre de collection est excentrée, le champ lointain est alors constitué de deux lobes principaux, ce qui correspond à une émission en opposition de phase.

Dans les deux cas de figure, le profil du champ (axe vertical) est modulé par une sinusoïde symétrique par rapport à l'axe moyen de propagation (a- cosinus, b- sinus), dans une enveloppe gaussienne. Contrairement à la cavité annulaire précédente, ce sont les deux seuls cas de figure possibles pour lesquels le champ laser est établi de façon stable dans la cavité.



Figure II-31 : Champs lointains obtenus lorsque la fibre de collection est centrée (a) ou excentrée (b).

Ces résultats confirment bien que, contrairement à la configuration en anneau cette architecture en ligne ne bénéficie pas des propriétés d'agilité en pointé. En effet, le lobe central ne suit pas de façon continue le déplacement de la fibre de collection.

VI.2.2. Mise en phase de 4 lasers à fibre

Dans cette configuration, les réglages de ce laser sont similaires à ceux en configuration annulaire : avec tout d'abord l'injection d'une partie du rayonnement des quatre amplificateurs dans la partie commune (fibre de collection), puis l'injection du rayonnement pré-amplifié dans les 4 bras amplificateurs est optimisée en ajustant légèrement la position du

bundle dans le plan focal objet des microlentilles de la matrice (ML). Ensuite, les états de polarisation des différents faisceaux sont modifiés de façon à maximiser le contraste des franges d'interférences en champ lointain. De plus, l'orientation de la lame d'onde est initialement fixée de manière à conserver un maximum de puissance intracavité. Enfin les résultats présentés dans cette partie ont été obtenus à des niveaux de puissance relativement faibles : chaque amplificateur délivre une puissance de l'ordre de 1 W. Le niveau de pompage du pré-amplificateur est fixé à un niveau relativement bas (1 W en sortie) de façon à assurer à la fois la saturation des amplificateurs tout en conservant un bon contraste des franges d'interférences en champ lointain.

Les résultats obtenus à quatre émetteurs sont représentés sur la Figure II-32. Il s'agit du champ lointain obtenu en sortie de cette cavité linéaire pour des niveaux de puissance relativement faibles (chacun des deux amplificateurs délivrant des niveaux de puissance proches de 1 W).

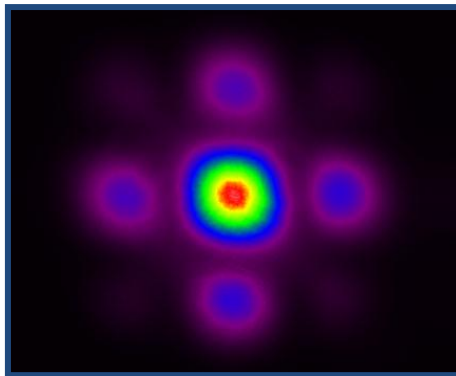


Figure II-32 : Champ lointain obtenu à faible niveau de puissance dans une configuration linéaire.

On peut voir que la mise en phase réalisée dans cette configuration semble relativement efficace. Cependant les résultats obtenus à des niveaux de puissance supérieurs présentent un mauvais contraste des franges d'interférences, qui s'explique par la très faible surtension de la cavité. En effet la partie du rayonnement émise par la fibre de collection qui est réinjectée dans les différents bras amplificateurs est faible (notamment en raison du fait que les micro-lentilles de la matrice (ML) ne sont pas jointives).

Au cours des phases de réglages du laser, nous avons pu constater que l'ajustement des états de polarisation des différents bras est plus complexe que dans le cas de la configuration annulaire. Pour illustrer cela, nous avons comparé, dans une configuration à

deux émetteurs, le champ lointain extrait par polarisation de la cavité et celui affiché dans le plan de la fibre de collection (Figure II-33).

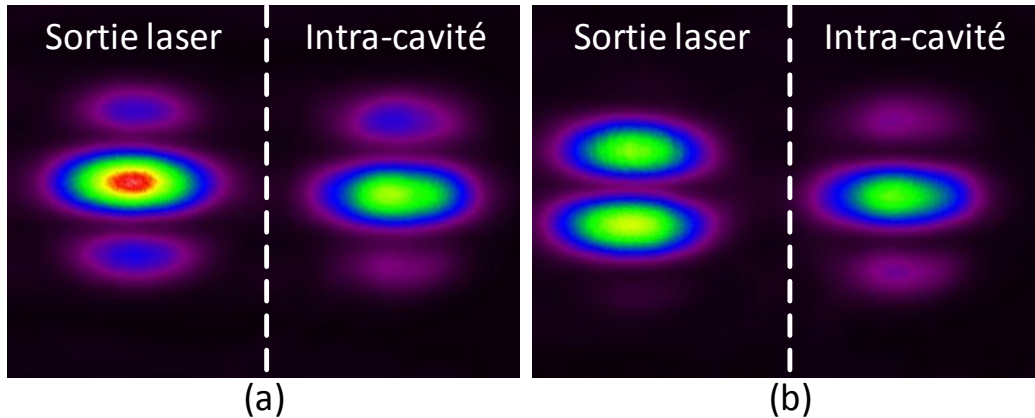


Figure II-33 : Comparaison des champs lointains affichés dans le plan de la fibre de collection et extraits de la cavité pour des orientations de contrôleur de polarisation différentes.

Nous avons ainsi pu constater qu'ils ne sont pas toujours identiques. En effet, la cavité laser sélectionne en permanence le jeu de fréquences temporelles pour lequel le déphasage entre les faisceaux élémentaires est nul et leurs états de polarisation identiques dans le plan de la fibre de collection. Le filtrage est imposé par la dimension et la position de l'extrémité de la fibre de collection vue depuis les amplificateurs. Il est également imposé par le polariseur qui fixe un état de polarisation linéaire dans le plan de cette fibre. La figure de diffraction affichée intracavité est donc toujours portée par une polarisation linéaire, alors que les faisceaux extraits de la cavité sont de polarisation orthogonale et ce quelle que soit l'orientation des contrôleurs de polarisation (positionnés sur chacun des bras amplificateurs du laser). Cela signifie que les contraintes imposées dans la cavité ne sont pas forcément adaptées pour cophaser les faisceaux hors cavité. Minimiser les pertes intracavité contraint les deux composantes du vecteur champ transmis par le cube polariseur (vers la fibre de collection) à être d'amplitude proche. De multiples états de polarisation permettent de respecter cette condition, et parmi eux, certains imposent que les champs lointains transmis et réfléchi soient différents (Figure II-34).

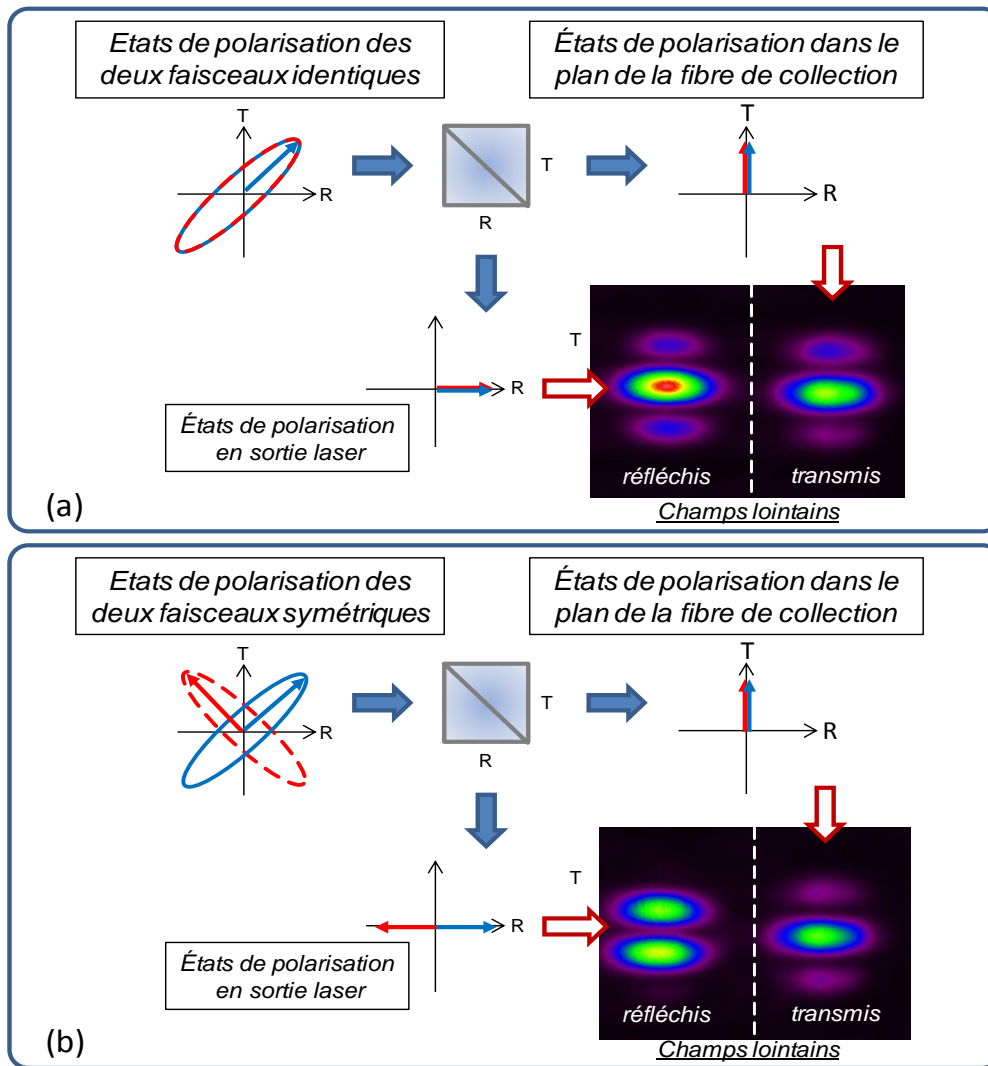


Figure II-34 : Décomposition par le cube polariseur des états de polarisation des 2 rayonnements émis par les amplificateurs présentant des états de polarisation identiques (a) ou symétriques (b): les composantes réfléchies sont extraites de la cavité et les composantes transmises sont conservées intracavité.

La figure ci-dessus représente deux cas pouvant conduire à l'émission d'un champ lointain en sortie laser différent de celui affiché dans le plan de la fibre de collection. Dans ces cas de figure, la fibre de collection est placée au centre de la figure de diffraction ce qui conduit à une émission toujours en phase à l'intérieur de la cavité. Lorsque les états de polarisation des deux émetteurs en sortie des amplificateurs sont identiques, les deux composantes transmises par le cube polariseur ainsi que celles réfléchies sont en phase. Par conséquent, les champs lointains affichés dans le plan de la fibre de collection et extraits de la cavité sont identiques. En revanche pour des états de polarisation symétriques, les deux composantes réfléchies sont en opposition de phase alors que celles transmises sont en phase.

Il en résulte une figure en opposition de phase en sortie laser, tandis que dans le plan de la fibre de collection les émetteurs sont toujours en phase.

VI.3. Conclusion

Nous avons montré expérimentalement qu'une architecture alternative linéaire et non plus annulaire pouvait conduire au cophasage de lasers à fibre. Elle permet de s'affranchir de l'emploi d'isolateurs. Il nous a été possible de mettre en phase 4 amplificateurs à fibre dopée ytterbium à de faibles niveaux de puissance. Cependant, l'extraction du flux laser se faisant par polarisation, le champ émis n'est plus la réplique exacte de celui qui oscille dans la cavité. Ceci rend délicats les réglages nécessaires à la mise en phase des différents émetteurs et n'assure pas le maintien du fonctionnement attendu. En effet la polarisation qui à la base devait simplement permettre de moduler le taux d'extraction agit également sur la mise en phase des faisceaux extraits. L'emploi de fibres amplificatrices à maintien de polarisation ne résoudrait pas ces problèmes. Par conséquent, cette architecture ne semble pas adaptée à la mise en phase de lasers à fibre pour laquelle il est nécessaire d'ajuster les états de polarisation des faisceaux élémentaires à l'aide de contrôleurs de polarisation indépendants. Une solution consisterait à fermer la cavité par des miroirs de Faraday mais cela reviendrait à réintroduire les éléments que l'on souhaitait supprimer.

VII. Conclusion

Ce second chapitre présente diverses études expérimentales consacrées à la mise en phase de lasers à fibre par filtrage spatial intracavité.

La première étude expérimentale présentée concerne la montée en puissance des lasers à fibre élémentaires d'une source à combinaison cohérente. Cette étude nous a permis de mettre en évidence l'influence du pourcentage de puissance réinjectée dans la cavité sur la qualité de mise en phase. En effet, dans une première configuration à quatre amplificateurs, l'augmentation de ce coefficient Q (de 0,15% à 1,45% pour 4×8 W) a permis d'améliorer de façon significative la qualité de la mise en phase. Cette montée en puissance progressive a été poursuivie avec l'utilisation de quatre lasers à fibre LMA pouvant délivrer jusqu'à 50 W. Les résultats obtenus montrent, à faibles niveaux de puissance, une très bonne qualité de cophasage ($\eta = 0,92$ pour une puissance totale de sortie 10 W). De plus, malgré la dégradation des propriétés spatiales des faisceaux à forts niveaux de puissance qui se traduit par une diminution des niveaux de puissance réinjectés dans la fibre de collection, la qualité de cophasage obtenue reste satisfaisante ($\eta = 0,70$ pour une puissance de sortie 78 W).

Au cours de ce chapitre nous avons également étudié expérimentalement le temps nécessaire au laser annulaire pour mettre en phase les différents émetteurs. Dans une configuration à deux voies amplificatrices, une brève perturbation des relations de phase entre les deux émetteurs, nous a permis de constater que le temps de rétablissement du cophasage était très rapide : quelques centaines de nanoseconde (correspondant à seulement quelques tours de cavité). Toutefois, on peut s'interroger sur l'extrapolation de ce résultat à une configuration comportant un plus grand nombre d'émetteurs élémentaires.

Enfin, nous avons également exploré une nouvelle architecture linéaire dans laquelle l'extraction de la puissance est réalisée à l'aide d'un cube polariseur. Nous avons pu montrer expérimentalement que cette architecture pouvait également conduire, à faibles niveaux de puissance, au cophasage de quatre lasers à fibre. Toutefois, dans cette configuration, le champ émis n'est plus la réplique exacte de celui qui oscille dans la cavité. De plus, la polarisation agissant à la fois sur le taux d'extraction et sur la mise en phase, les réglages nécessaires sont alors plus complexes et le cophasage des émetteurs en sortie de cavité n'est pas toujours

assuré. Par conséquent, cette architecture ne semble pas adaptée à la mise phase de lasers à fibre pour laquelle il est nécessaire d'ajuster les états de polarisation des faisceaux élémentaires à l'aide de contrôleurs de polarisation indépendants.

Bibliographie

- [1] J. Lhermite, D. Sabourdy, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, and A. Barthelemy, "Passive phase-locking of an array of four fiber amplifiers by an all optical feedback loop," *Optics Letters*, vol. 32, no. 13, 2007.
- [2] J. Lhermite, "Auto-synchronisation et combinaison cohérente de lasers à fibre," Université de Limoges Thèse de doctorat, 2008.
- [3] S. Demoustier, "Recombinaison cohérente de fibres laser," Université de Paris-Sud Thèse de doctorat, 2006.
- [4] P. Zhou, Z. Liu, X. Xu, and Z. Chen, "Numerical analysis of the effects of aberrations on coherently combined fiber laser beams," *Applied Optics*, vol. 47, no. 18, 2008.
- [5] G. D. Goodno, et al., "Brightness-scaling potential of actively phase-locked solid state laser arrays," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 3, no. 13, 2007.
- [6] B. Bennaï, "Mise en phase de lasers à fibre: Etude de l'influence de la turbulence atmosphérique et de l'utilisation de fibres faiblement multimodes," Telecom ParisTech Thèse de doctorat, 2010.
- [7] Fan and T. Y. Fan, "The effect of amplitude (power) variations on beam combining efficiency for phased arrays," *IEEE journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 15, no. 2, 2009.
- [8] C. Bellanger, "Techniques collectives pour la recombinaison cohérente d'un grand nombre de fibres lasers," Université Paris XI Orsay Thèse de doctorat, 2010.
- [9] M. Vampouille, B. Colombeau, V. Kermène, P. Martin, and C. Froehly, "Generation of coherent wavefronts and images inside laser resonators," *Journal de physique III*, pp. 1369-1380, 1993.

Chapitre III.
***Techniques de mise en phase
passive et montée en nombre
des émetteurs à cophaser***

I. Introduction

Ce troisième chapitre est principalement consacré à la compréhension des mécanismes de mise en phase passive et des limitations rencontrées lors de l'augmentation du nombre de bras amplificateurs d'un laser multi-émetteurs. Cette augmentation est une étape nécessaire à la montée en puissance de ces lasers complexes utilisant des processus de combinaison cohérente.

L'objectif des techniques de combinaison cohérente appliquées aux lasers est d'atteindre de très forts niveaux de puissance tout en bénéficiant d'une bonne qualité spatiale de faisceau émis. Toutefois, différentes études ont montré les limitations en nombre des processus de combinaison cohérente par voie passive [1]. Parallèlement à ces études, nous avons également exploré cette limitation numériquement et expérimentalement. En théorie, il est possible, si les différents faisceaux à combiner cumulent le même déphasage dans le laser multi-bras, de cophaser un nombre illimité de faisceaux (interférences à N ondes). En pratique, l'utilisation de fibres optiques impose aux différents faisceaux des longueurs optiques de propagation différentes et très fluctuantes dans le temps en raison des perturbations environnementales (température, pression acoustique, ...) subies par ces guides. Ceci a pour effet de dégrader la qualité de la mise en phase. Ainsi, on imagine bien que plus le nombre de faisceaux à combiner augmente, plus l'efficacité de combinaison diminue.

Ce troisième chapitre est donc dédié à l'étude de la qualité de mise en phase en fonction du nombre de lasers à fibre à combiner. Cette étude se concentre uniquement sur le processus de mise en phase passif étudié jusqu'ici. Nous souhaitons identifier, au travers d'études numériques et expérimentales, le nombre maximal d'émetteurs que cette technique de cophasage autorise. Par la suite, nous proposons d'explorer numériquement une architecture laser susceptible d'augmenter sensiblement ce nombre avec une technique de combinaison cohérente passive.

La première partie de ce chapitre est une synthèse des approches analytiques, proposées ces dernières années par différents groupes de recherche, pour déterminer les lois d'évolution de l'efficacité de combinaison des techniques de mise en phase passive en

fonction du nombre de bras amplificateurs. Ces approches sont décrites et finalement comparées.

La seconde partie de ce chapitre est consacrée à la description du modèle numérique que nous exploitons dans les différents calculs qui suivent. Ce modèle a pour objectif principal de déterminer l'influence du nombre d'émetteurs sur l'efficacité de cophasage avec une approche statistique. Sa particularité est la prise en compte du gain des amplificateurs ainsi que du déphasage non linéaire introduit par les non-linéarités de gain. Nous avons donc dans un premier temps appliqué ce modèle à la technique de combinaison cohérente passive étudiée au second chapitre, où chaque voie amplificatrice est alimentée de manière identique. Dans la suite, on désignera cette architecture par un terme propre à cette architecture : « configuration à rétroaction unique ».

La troisième partie de ce chapitre est consacrée à l'étude expérimentale de cette technique de combinaison cohérente de faisceaux. La cavité que nous avons exploitée est une configuration annulaire composée de deux amplificateurs à fibre dopée ytterbium en série alimentant par une cascade de coupleurs, 12 fibres optiques passives. Ces fibres sont les multiples bras du laser multi-émetteurs considéré. Le but de cette étude expérimentale est alors d'observer expérimentalement l'évolution de l'efficacité de combinaison en fonction du nombre d'émetteurs à partir de la mesure en champ lointain (plan de combinaison) de la puissance portée par le lobe principal d'émission.

Enfin, la dernière partie est consacrée à l'exploration numérique d'une nouvelle architecture à rétroactions multiples dont l'intérêt est d'offrir plus de degrés de liberté à la cavité laser pour mettre en phase un grand nombre d'émetteurs. Cette configuration laser associe une étape de filtrage à une étape non linéaire de couplage amplitude/phase dans les amplificateurs pour compenser les écarts de phase entre les faisceaux en sortie du laser. Ces étapes servent à convertir les distributions de phases des N faisceaux élémentaires en distribution d'amplitudes et réciproquement. Nous avons étudié numériquement les conséquences de cette nouvelle architecture à multiples contre-réactions sur l'évolution de l'efficacité de combinaison en fonction du nombre de bras amplificateurs.

II. Approches analytiques sur l'effet de la montée en nombre des bras amplificateurs dans une configuration laser verrouillée en phase par voie passive

Il existe très peu d'approches analytiques pour prédire l'évolution des caractéristiques d'émission de sources à combinaison cohérente passive avec la montée en nombre de ses lasers élémentaires. Dans tous les cas, il s'agit de calculs de cavité passive où l'incidence du gain est ignorée. La première approche fut celle de *D. Kouznetsov* [2].

Sur la base du cas à deux lasers (configuration type Mach-Zehnder ou Michelson), dont la description est simple, *D. Kouznetsov* établit l'expression de la probabilité de cophasage qui conduit à un niveau de pertes donné (par sommation cohérente). Il extrapole ensuite à N lasers en élevant cette probabilité à la puissance N. Ceci revient à rechercher les probabilités de coïncidences modales entre N lasers de longueurs différentes. A partir de la probabilité d'avoir au moins une coïncidence qui donne un rendement de combinaison η , dans la bande spectrale $\Delta\lambda$ autour de la longueur d'onde centrale λ , il déduit l'expression suivante :

$$\eta = 1 - \frac{\pi^2}{2} \cdot e^{(-\frac{2}{N-1} \ln(\frac{2\pi \Delta\lambda L_{av}}{\lambda^2}))} \quad [III-i]$$

Où L_{av} représente la longueur moyenne des cavités individuelles.

Le nombre de possibilités de coïncidences est fixé dans le travail publié, comme étant le rapport entre la bande de fréquence laser et l'écart entre modes longitudinaux (liés à la longueur moyenne de cavité). Cependant dans le cas des lasers à fibre, les différences de longueur entre bras sont généralement bien inférieures à la longueur totale de la cavité. Les coïncidences modales sont alors inscrites dans une enveloppe de largeur spectrale $\Delta\nu$ liée à l'écart quadratique moyen des différences de longueurs (σ_L) associées aux différentes voix amplificatrices ($\Delta\nu = 0,26.c/\sigma_L$) [3]. Dans ce contexte il est alors plus proche de la réalité d'écrire l'expression [III-i] comme suit :

$$\eta = 1 - \frac{\pi^2}{2} \cdot e^{(-\frac{2}{N-1} \ln(\frac{2\pi \Delta\lambda \sigma_L}{0,26.\lambda^2}))} \quad [III-ii]$$

A. E. Siegman [4] a pour sa part développé une autre approche, en supposant que les écarts de phase entre sources élémentaires restaient faibles ce qui revient à limiter sa validité

aux efficacités de combinaison élevées. Il a calculé la probabilité d'avoir des pertes de combinaison inférieures à une valeur donnée δ . Il en déduit également que le nombre de modes satisfaisant ce seuil est simplement le produit du nombre de modes ou congruences modales possibles dans la bande laser par la probabilité calculée. En reprenant le raisonnement précédent, à partir du cas limite où il subsiste un seul mode répondant au critère j'en ai déduit l'expression suivante de l'efficacité de combinaison :

$$\eta = 1 - \left(\frac{\lambda^2 \cdot 0,26}{\Delta\lambda \cdot \sigma_L}\right)^{\frac{1}{N-1}} \cdot \frac{2\sqrt{\pi}}{N^{N/N-1}} \cdot \left(\Gamma\left(1 + \frac{N-1}{2}\right)\right)^{2/N-1} \quad [III-iii]$$

On notera que la fonction intégrale Γ se simplifie pour les entiers positifs : $\Gamma(n) = (n-1)!$. Il apparaît que les deux derniers termes en produit dans l'expression ci-dessus évoluent peu dans la plage $1 < N < 16$.

$$\frac{2\sqrt{\pi}}{N^{N/N-1}} \cdot \left(\Gamma\left(1 + \frac{N-1}{2}\right)\right)^{2/N-1} \approx 0,18 \quad [III-iv]$$

Enfin un troisième auteur, *J. Rothenberg*, a développé une approche s'appuyant sur les travaux relatifs aux granularités lasers (speckle) et notamment le fait que la probabilité d'avoir une intensité $I' > I$ vaut :

$$Prob(I' > I) = e^{\left(-\frac{I}{I_{av}}\right)} \quad [III-v]$$

Avec :

I_{av} : l'intensité moyenne du champ granulaire.

Il en découle que la probabilité d'avoir une efficacité de combinaison η supérieure à un seuil s s'écrit :

$$Prob(\eta > s) \approx e^{(-s \cdot N)} \quad [III-vi]$$

Où N est le nombre de sources lasers.

Les comparaisons avec les simulations font apparaître que cette expression n'est valable que pour un grand nombre de lasers et uniquement dans des situations où la sommation est très peu cohérente et très faiblement efficace. Je n'ai donc pas retenu, pour les comparaisons ultérieures, l'expression suivante que j'ai extrapolée de ce travail :

$$\eta \approx \frac{1}{N} \cdot \ln\left(\frac{\Delta\lambda \cdot \sigma_L \cdot n}{\lambda^2 \cdot 0,26}\right) \quad [III-vii]$$

On trouvera sur la Figure III-1 les tracés comparatifs de l'expression donnée par *Kouznetsov* et de celle donnée par *Siegman* en fonction du nombre N de voix amplificatrices avec le choix de paramètres suivants ($\lambda = 1060$ nm, $\Delta\lambda = 5$ nm, $L_{av} = 2$ mètres, $\sigma_L = 0,6$ m). Ces paramètres sont fixés de façon à correspondre avec ceux utilisés avec le modèle numérique que nous avons développé. Un écart quadratique moyen des différences de longueurs (σ_L) de 0,6 m correspond à des longueurs de bras définis aléatoirement entre 1 et 3 mètres.

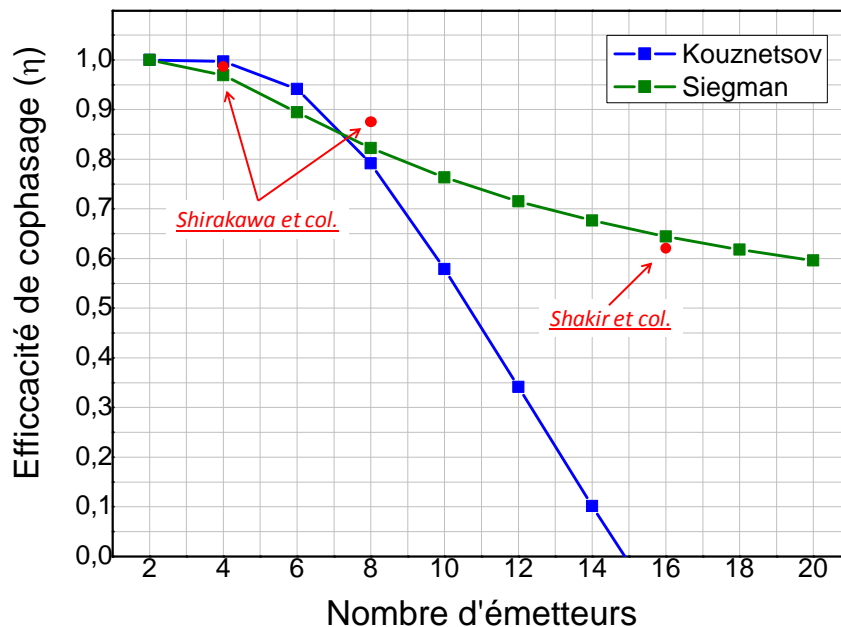


Figure III-1 : Evolution de l'efficacité de cophasage en fonction du nombre d'émetteurs pour 2 approches différentes, avec des points expérimentaux extraits des articles de *Shirakawa et col.* [5] et *Shakir et col.* [6].

On y a ajouté des points expérimentaux des références *Shirakawa et col.* [5] et *Shakir et col.* [6] qui correspondent sensiblement à ce jeu de paramètres. L'approche de *Kouznetsov* conduit à une chute brutale d'efficacité alors que l'approche de *Siegman* surestime l'efficacité aux grandes valeurs de N et la sous-estime aux petites valeurs. On notera dans les deux expressions que le paramètre influant est le produit $\Delta\lambda \cdot L_{av}$ ou $\Delta\lambda \cdot \sigma_L$ et que l'efficacité croît lorsque ce paramètre augmente. Cependant l'incidence de ces grandeurs décroît très vite avec

le nombre N de lasers. Ainsi une augmentation d'un ordre de grandeur ($\times 10$) du produit ci-dessus diminue les pertes d'efficacité de combinaison dans une même ampleur pour $N \sim 3$ (division par 10) mais ne réduit ces mêmes pertes que de 30 à 40% pour $N \sim 11$. Ainsi l'impact d'une bande laser plus large ou/et d'une disparité de longueur plus grande sera de plus en plus faible lorsqu'on cherchera à combiner un plus grand nombre de lasers.

Toutes ces approches analytiques ne tiennent pas compte du gain, de sa saturation, des largeurs homogène et inhomogène du gain, et de manière générale des couplages potentiels entre modes occasionnés en particulier par la dynamique du gain.

Pour déterminer le nombre d'émetteurs maximal qu'il est possible de mettre en phase, d'autres approches ont été développées. Il s'agit, par exemple, de simulations numériques pour une étude statistique au cours de laquelle l'efficacité de combinaison est calculée pour différentes longueurs de bras, définies aléatoirement suivant une loi normale d'écart type σ_L , sur une plage spectrale donnée [7]. *Rothenberg* a également réalisé un modèle de ce type [3]. Les résultats obtenus montrent une décroissance de l'efficacité de combinaison. Le gain en brillance sature alors à partir de 7 à 12 émetteurs en fonction du produit $\Delta\lambda \cdot \sigma_L$ considéré. *Rothenberg* montre également que les effets des déphasages non linéaires par le gain et par effet Kerr n'ont pas d'influence sur le nombre d'émetteurs que le processus de combinaison passif autorise à mettre en phase.

III. Etude numérique avec prise en compte du gain des amplificateurs

Dans le cadre de cette thèse, j'ai développé un modèle numérique polychromatique permettant d'évaluer le nombre maximum d'émetteurs qu'il est possible de mettre en phase ainsi que les paramètres influents dans le cas des techniques de mise en phase passives. Dans cette partie, nous nous intéressons tout particulièrement à la technique de mise en phase, exploitée expérimentalement, basée sur un filtrage spatial intracavité du lobe central du champ lointain associé aux propriétés d'organisation des lasers. L'apport de ce nouveau modèle par rapport au modèle numérique réalisé par *Jérôme Lhermite* est la prise en compte du gain de la cavité ainsi que des non-linéarités engendrées. En effet, ce nouveau modèle

décrit l'établissement de l'oscillation laser dans une cavité, au fur et à mesure des aller-retours, à partir d'un bruit d'émission spontanée initial et ce jusqu'à obtenir le régime établi.

III.1. Description du modèle numérique

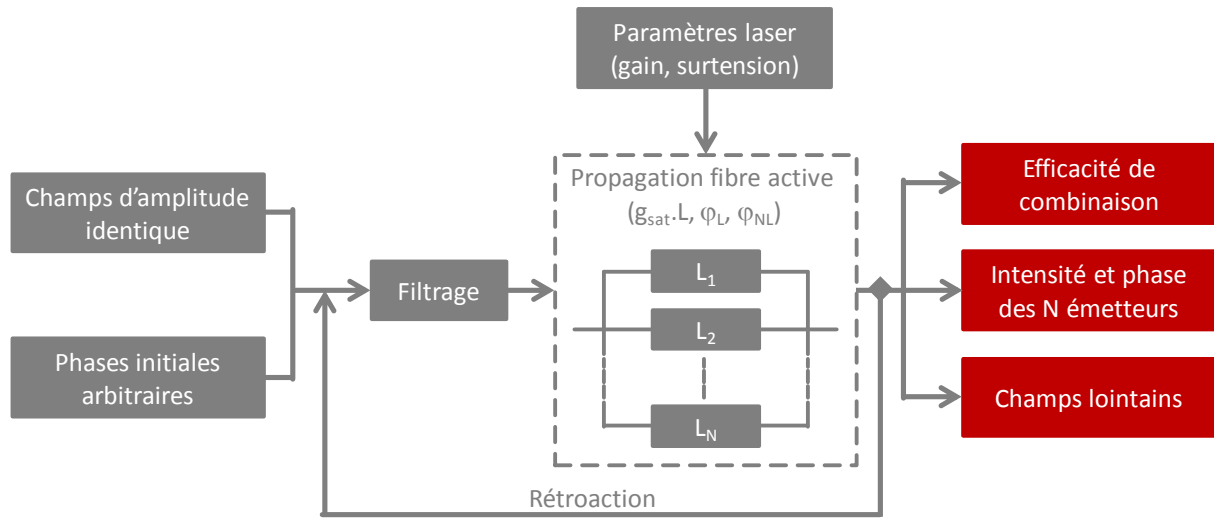


Figure III-2 : Organigramme du modèle numérique.

Comme on peut le voir sur l'organigramme de ce modèle numérique (Figure III-2), la première étape consiste à définir les champs initiaux des N faisceaux à cophaser. Il s'agit donc de représenter de façon simplifiée le bruit spontané initial sur lequel va démarrer l'effet laser. Ces champs initiaux E_i^0 sont définis avec des amplitudes identiques A_i et des phases distinctes (φ_i) choisies aléatoirement:

$$E_i^0 = A_i \cdot e^{j\varphi_i} \quad [III-viii]$$

Avec :

i : indice correspondant aux différents émetteurs ($1 < i < N$),

A_i : amplitudes initiales identiques,

φ_i : phases initiales des N faisceaux (tirage aléatoire arbitraire).

Les différents champs en tout point de la cavité sont spatialement unimodaux puisqu'ils proviennent ou se propagent dans des fibres unimodales. Aussi, par simplification, nous ne gérons, ni pour la définition de ces champs initiaux ni pour les champs circulants, l'extension spatiale de ces champs qui n'apporte pas d'informations pertinentes dans ces

calculs. Après avoir défini les champs initiaux, le modèle fait intervenir différents phénomènes dus à la propagation dans les différents bras de la cavité, tels que le gain et les déphasages linéaires et non linéaires. Le modèle prend en compte un gain saturé défini par la relation suivante :

$$G_i = e^{g_i L_a} \quad [III-ix]$$

Où :

$$g_i = \frac{g_0}{1 + \frac{I_i}{I_{sat}}} \quad [III-x]$$

Avec :

L_a : longueur de fibre amplificatrice (identique sur chaque bras, $L_a = 1$ m),

g_0 : gain petit signal linéique (identique sur chaque bras, $g_0 L_a = 3$),

I_i : intensité du champ qui parcourt la fibre,

I_{sat} : intensité de saturation, approximée dans un système à 4 niveaux par la relation suivante :

$$I_{sat} = \frac{h \cdot c}{\sigma \cdot \tau \cdot \lambda} \quad [III-xi]$$

Où :

h : constante de Planck,

λ : longueur d'onde du rayonnement laser,

σ : section efficace d'émission stimulée ($1,2 \cdot 10^{-24}$ m², pour l'ytterbium),

τ : durée de vie de l'état excité (1 ms dans le cas de l'ytterbium),

c : célérité de la lumière ($3 \cdot 10^8$ m/s).

Dans cette configuration, les N fibres amplificatrices sont alimentées par le même rayonnement provenant de la boucle unique de rétroaction (même amplitude et même phase) et comme ces amplificateurs sont de mêmes longueurs L_a , les gains apportés par ces différentes voies sont identiques.

Le déphasage linéaire introduit par la propagation dans les différents bras de longueurs totale L_i composés d'un tronçon de fibre active (L_a) et d'un tronçon de fibre passive (l_i) est décrit par :

$$\varphi_{li} = e^{j\frac{2\pi L_i}{\lambda}} \text{ avec } L_i=L_a+l_i, \quad [III-xii]$$

Les déphasages non linéaires que nous avons choisi d'exploiter dans ce modèle sont ceux introduits par l'évolution du gain. Ce déphasage est dicté par les relations de *Kramers-Krönig* et varie de manière complexe. Il dépend en toute rigueur de la longueur d'onde, du niveau de pompage, du signal d'entrée et sa détermination exacte impose un calcul de l'inversion de population. Nous avons choisi d'employer une représentation simplifiée du phénomène [8]. Ce modèle s'appuie sur les spectres d'absorption et d'émission de l'ion ytterbium, ces derniers étant approchés par la superposition de distributions Lorentziennes. Cette approximation simplifie le calcul des parties réelle χ' (indices de réfraction) et imaginaire χ'' (gain) de la susceptibilité diélectrique χ . Dans la plage spectrale qui nous intéresse (1060 – 1080 nm), loin de la résonance à 980 nm, le coefficient de couplage amplitude/phase $\gamma = \chi'/\chi''$ est proche de l'unité en régime d'inversion de population (Figure III-3).

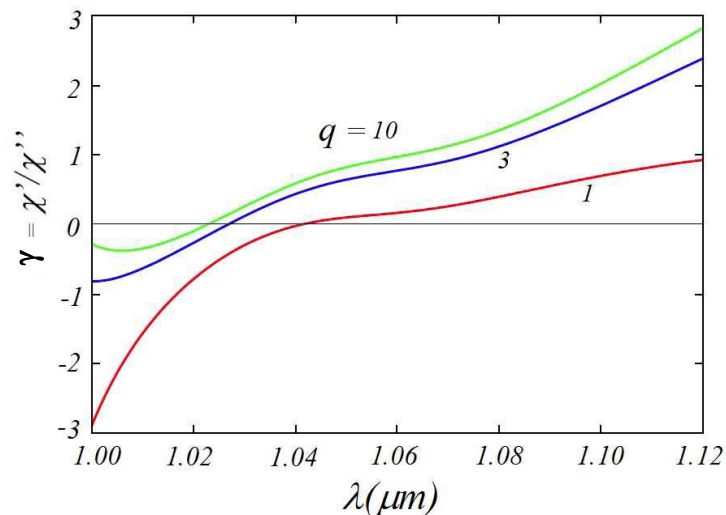


Figure III-3 : Coefficient de couplage amplitude/phase γ pour 3 niveaux de pompage différents, q désigne l'inversion de population ($q = N_2/N_1$) [8].

Nous introduisons ce couplage amplitude/phase γ dans nos calculs par un terme de déphasage que nous définissons de la façon suivante [8] :

$$\varphi_{gi} = e^{j\gamma \cdot g_i \cdot L_a} \quad [III-xiii]$$

Les champs E_{si} extraits de la cavité, après un premier passage à travers les N amplificateurs du laser s'écrivent alors :

$$E_{si} = E_i \cdot \sqrt{(1 - R)} \cdot e^{g_i \cdot L_a} \cdot e^{j\frac{2\pi L_i}{\lambda}} \cdot e^{j\gamma \cdot g_i \cdot L_a} \quad [III-xiv]$$

R : coefficient de réflexion du miroir de sortie.

Les champs E_{si} sont spatialement distincts et juxtaposés (Figure III-4).

Les champs recyclés dans la cavité sont alors filtrés dans le domaine des fréquences spatiales. En pratique, cette opération de filtrage est réalisée par la fibre unimodale de collection au foyer de la lentille convergente L (voir Figure III-4). La distance focale de cette lentille est choisie de façon à ce que le diamètre du lobe central en champ lointain des N faisceaux soit équivalent au diamètre du mode de la fibre de collection. Alors, seul le lobe central en champ lointain des N faisceaux est couplé à la fibre de rétroaction, la fibre est positionnée sur l'axe moyen de propagation de ces faisceaux. Dans notre modèle numérique, ceci revient à ne conserver que l'amplitude du champ à la fréquence spatiale nulle pour alimenter les N fibres amplificatrices. Les champs filtrés E'_i réinjectés dans ces fibres sont alors décrits par la relation suivante :

$$E'_i = \sqrt{R} \frac{\sum_{i=1}^N E_i \cdot e^{g_i \cdot L_a} \cdot e^{j\frac{2\pi L_i}{\lambda}} \cdot e^{j\gamma \cdot g_i \cdot L_a}}{N} \quad [III-xv]$$

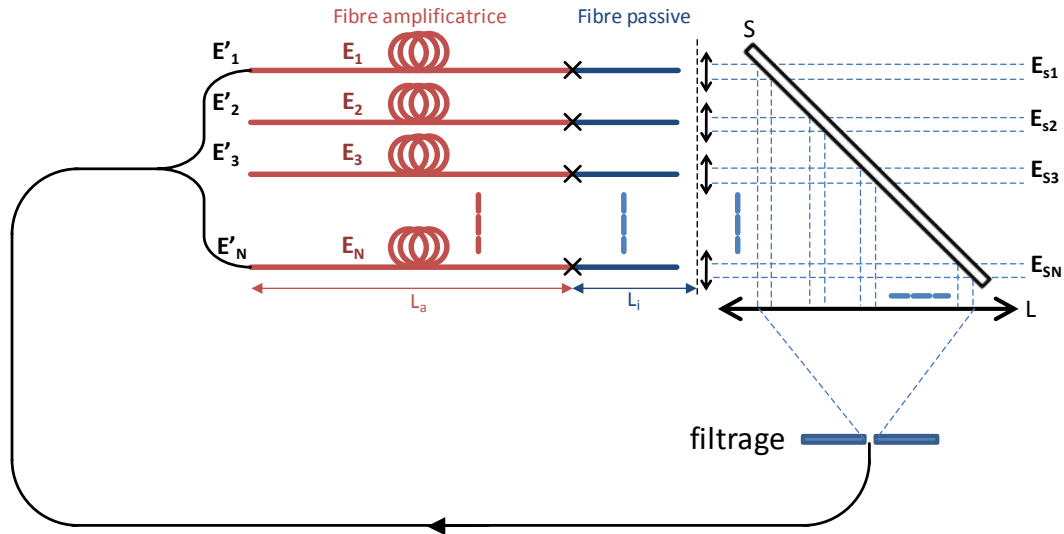


Figure III-4 : Configuration laser pour l'étude numérique.

La prise en compte de ces différentes équations permet de construire l'évolution des champs en amplitude et phase au fur et à mesure des tours dans la cavité à partir du bruit d'émission spontané initial. Pour cela, nous utilisons un formalisme matriciel qui nous permet d'étudier simultanément une large plage spectrale définie préalablement (5 nm par exemple) sur un nombre de tours de cavité (n) suffisamment grand pour atteindre le régime établi. Ceci permet de mettre en évidence le filtrage spectral opéré par la configuration pour différents nombres d'émetteurs mis en jeu (de 2 à 20). Nous considérons que la fréquence temporelle pour laquelle l'amplitude réinjectée dans la cavité est maximale en régime établi sur la plage spectrale étudiée sera privilégiée par le laser. Pour cette fréquence d'oscillation, on peut extraire les distributions de phase et d'amplitude des différents faisceaux émis et donc de la figure de diffraction à l'infini. Pour quantifier la qualité de cophasage, nous utilisons le paramètre η , présenté dans le Chapitre II, et qui, dans ce modèle numérique est défini par la relation suivante :

$$\eta = \frac{|F_{exp}(N_x=0, N_y=0)|^2}{|F_{idéal}(N_x=0, N_y=0)|^2} = \frac{|\sum_{i=1}^N E_{si}|^2}{(\sum_{i=1}^N |E_{si}|)^2} \quad [III-xvi]$$

Afin de se rapprocher des conditions expérimentales, les longueurs L_i de fibre passive sont définies pour chaque voie de façon aléatoire dans une plage de longueurs donnée. De plus, pour éviter tous cas particulier, nous avons procédé à une étude statistique qui consiste à réaliser, pour chaque nombre d'émetteurs (2 à 20), 20 calculs correspondant à autant de jeux de longueurs de fibres différents compris dans une même plage de longueurs. En d'autres

termes, pour chaque nombre d'émetteurs pris en compte, le calcul de l'efficacité de combinaison est réalisé 20 fois et la valeur extraite, présentée dans différents graphes, correspond alors à une moyenne des 20 calculs réalisés pour des jeux de longueurs de fibres distincts. Nous avons ainsi réalisé plusieurs études statistiques concernant l'évolution de l'efficacité de combinaison en fonction du nombre d'émetteurs afin d'observer notamment, l'influence des non-linéarités et de la largeur de la bande spectrale. Dans tous les cas de figure, les mêmes jeux de longueurs de fibre ont été utilisés de façon à ne faire varier qu'un paramètre à la fois (non-linéarité de gain, largeur de bande spectrale, ...).

Les paramètres lasers, tels que le gain petit signal, la longueur de fibre active ou le niveau de bruit ont été choisis de façon à ce que, pour la ou les fréquences d'oscillations, le régime stationnaire soit assuré au bout de 50 tours de cavité. Pour illustrer cela, la figure suivante représente un exemple d'évolution de la densité spectrale de puissance laser normalisée, observable en sortie des différentes voies lasers en fonction du nombre de tours de cavité sur une plage spectrale donnée.

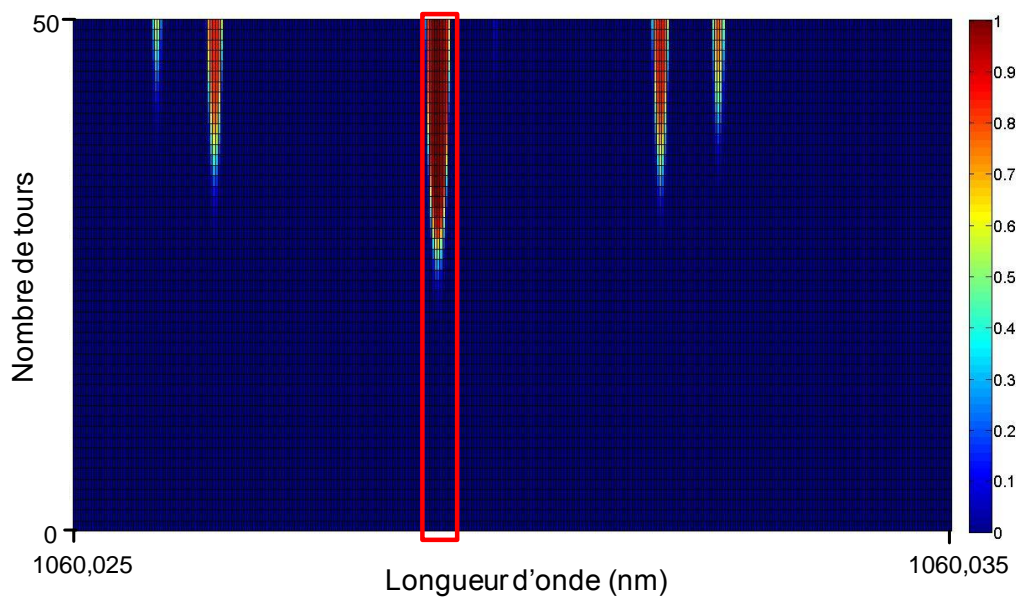


Figure III-5 : Evolution de la densité spectrale de puissance normalisée en fonction du nombre de tours de cavité sur une plage de 10 pm (configuration à 4 émetteurs).

Cette figure illustre la construction de l'émission laser au cours des tours successifs de cavité sur une plage spectrale donnée. On montre ainsi que le laser ne va émettre que sur un jeu de fréquences pour lesquelles les pertes, imposées par le filtrage réalisé par la fibre

unimodale de collection, sont les plus faibles. En pratique, il existe une compétition entre ces modes longitudinaux et seuls ceux à moindres pertes oscillent dans la cavité comme ceux mis en évidence par le cadre rouge sur la Figure III-5.

Les bras amplificateurs sont alimentés avec le même niveau de puissance initial par composante spectrale et possèdent les mêmes caractéristiques (gain et longueur de fibre active). Par conséquent, les amplificateurs produisent des niveaux de puissance avec une loi d'évolution identique. Si l'on considère des fibres standards monomodes de 6 μm de diamètre de mode, la puissance moyenne délivrée en régime établi par un laser élémentaire est d'environ 105 mW dans cette configuration.

III.2. Evolution de l'efficacité de combinaison en fonction du nombre d'émetteurs sans prise en compte des non-linéarités

Nous avons exploité le modèle numérique décrit précédemment afin d'évaluer le nombre de faisceaux qu'il est possible de mettre en phase efficacement par une méthode passive avec l'architecture de la Figure III-4. Cette première étude numérique est donc réalisée sans prendre en compte les déphasages non linéaires introduits par le gain ($\gamma = 0$).

Les figures suivantes représentent les efficacités de cophasage calculées après 50 aller-retours dans la cavité pour 2, 8, 14 et 20 émetteurs, avec des longueurs de cavités élémentaires comprises entre 1 et 3 mètres et une bande spectrale de 5 nm (même si seulement 0.5 nm de bande est montrée par souci de clarté).

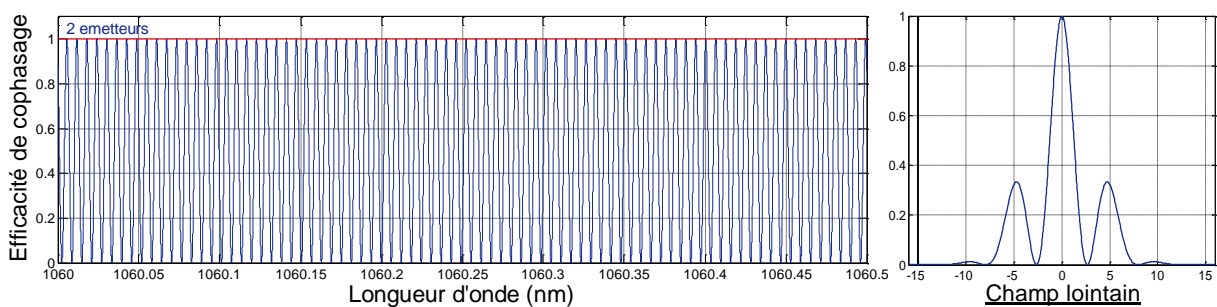


Figure III-6 : Efficacité de cophasage calculée pour 2 émetteurs après 50 itérations dans la cavité et champ lointain correspondant à la fréquence privilégiée par la cavité laser.

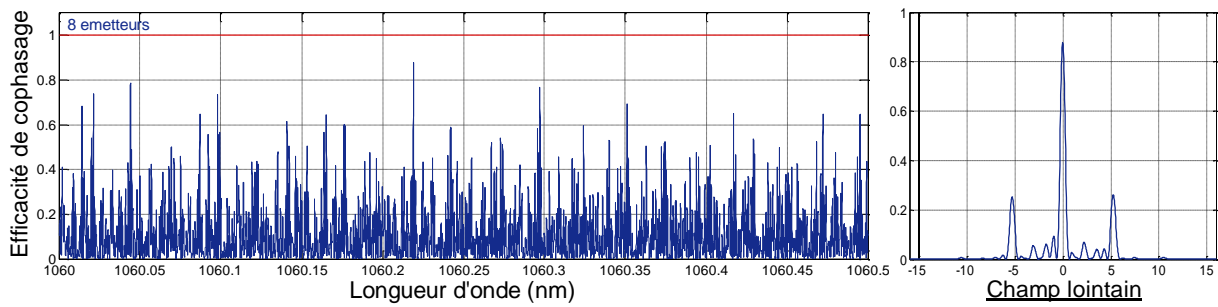


Figure III-7 : Efficacité de cophasage calculée pour 8 émetteurs après 50 itérations dans la cavité et champ lointain correspondant à la fréquence privilégiée par la cavité laser.

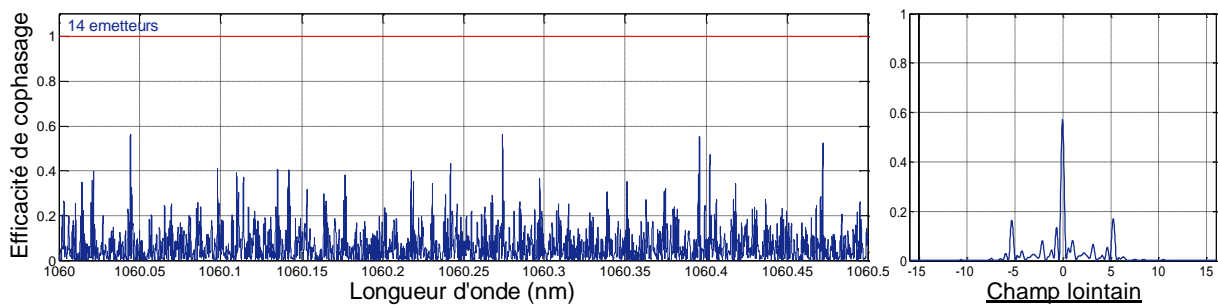


Figure III-8 : Efficacité de cophasage calculée pour 14 émetteurs après 50 itérations dans la cavité et champ lointain correspondant à la fréquence privilégiée par la cavité laser.

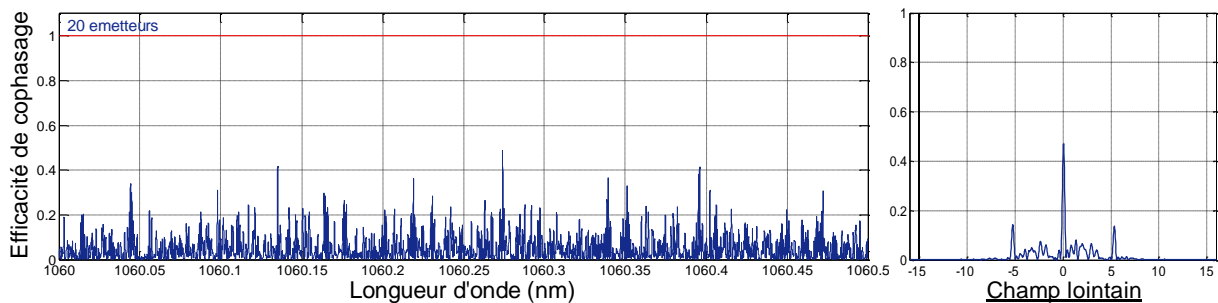


Figure III-9 : Efficacité de cophasage calculée pour 20 émetteurs après 50 itérations dans la cavité et champ lointain correspondant à la fréquence privilégiée par la cavité laser.

Ces figures illustrent la raréfaction des coïncidences modales des N sous-cavités avec l'augmentation du nombre d'émetteurs à cophaser.

Bien évidemment, à deux émetteurs, le nombre de coïncidences modales est très important (Figure III-6). On trouve donc de nombreuses fréquences de résonance communes aux deux sous-cavités, ce qui conduit à une efficacité de combinaison maximale. En revanche, l'augmentation du nombre d'émetteurs engendre rapidement une diminution, puis une disparition de ces coïncidences sur la plage spectrale considérée. Ceci se traduit alors par une

diminution de l'efficacité de combinaison. Pour déterminer une loi d'évolution, proche des conditions expérimentales, nous avons donc procédé à une étude statistique. L'efficacité moyenne est reportée sur la Figure III-10 pour chaque nombre d'émetteurs à mettre en phase. Cette étude a été réalisée sur une bande spectrale de 5 nm (les données utilisées pour cette étude sont reportées dans le Tableau III-1).

Tableau III-1 : Données utilisées pour l'étude de l'efficacité de cophasage sans prise en compte des non-linéarités de gain dans le cas d'une mise en phase par filtrage spatial intracavité.

Paramètres	Description	Valeur
λ	Longueur d'onde	1060-1065 nm
N	Nombre d'émetteurs	2 à 20
L_a	Longueur des N fibres amplificatrices	1 m
l_i	Longueurs des N fibres passives	0-2 m
A	Amplitude initiale (bruit)	1 V.m ⁻¹
g_0	Gain petit signal	3 m ⁻¹
I_{sat}	Intensité de saturation	1 ,563.10 ⁸ W/m ² (@1060 nm)
R	Réflexivité du coupleur de sortie de la cavité	1%
n	Nombre de tour de cavité	50
γ	Coefficient de couplage gain/phase	0

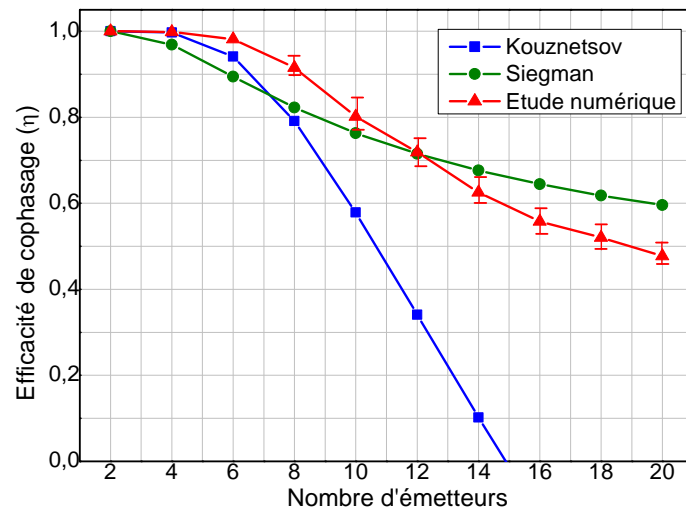


Figure III-10 : Evolution de l'efficacité de cophasage en fonction du nombre d'émetteurs avec l'écart type correspondant (en rouge)(barres de variation verticales), comparé avec les approches de théories de *D. Kouznetsov* et *A. E. Siegman*.

L'augmentation du nombre d'émetteurs se traduit donc par une décroissance de l'efficacité de cophasage. Dans cette configuration, on peut donc considérer que la mise en phase est efficace jusqu'à 8 émetteurs ($\eta > 0,90$). Au-delà, l'efficacité de la mise en phase décroît très rapidement pour atteindre environ 50% pour 20 émetteurs. De plus, la raréfaction des coïncidences modales dans la bande spectrale considérée se traduit par une augmentation de l'écart type de l'efficacité de cophasage avec le nombre d'émetteurs. Toutefois, on peut voir sur la figure suivante que l'efficacité de la mise en phase est sensible à la largeur de la bande spectrale considérée. On retrouve numériquement, avec une approche statistique, l'influence de ce paramètre ainsi que celui de l'amplitude de distribution des longueurs de bras, sur l'efficacité de combinaison. L'influence de ces paramètres avait été remarquée analytiquement dans les publications rapportées au début de ce chapitre.

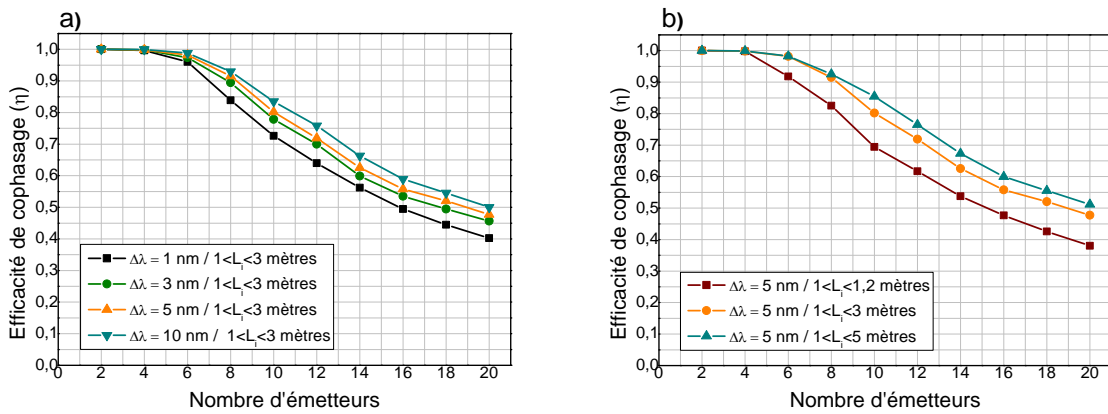


Figure III-11 : Evolution de l'efficacité de cophasage en fonction du nombre d'émetteurs pour différentes largeurs de bande spectrale (a) et différentes plages de longueurs de fibres passives (b).

Quoi qu'il en soit, l'influence de ces deux paramètres reste relativement faible au-delà d'une douzaine d'émetteurs.

III.3. Etude numérique avec prise en compte des non-linéarités de gain

Dans les calculs précédents, les N bras sont alimentés avec la même amplitude de signal qui provient de la même boucle de rétroaction et les amplificateurs ont les mêmes caractéristiques (g_0 , L_a , I_{sat}). Par conséquent, l'introduction d'un déphasage non linéaire dépendant à la fois du gain saturé (g_{sat}) et de l'intensité incidente (I_i) ajoute une phase non linéaire identique sur les différentes voies. Les déphasages entre les différents émetteurs sont alors identiques avec et sans non-linéarité de gain, aucune modification de l'évolution de l'efficacité de combinaison ne peut donc être attendue. C'est pourquoi, pour étudier l'influence des non-linéarités de gain sur l'efficacité de combinaison, nous avons défini des longueurs de fibres actives sensiblement différentes les unes par rapport aux autres. Ainsi chaque voie bénéficiera d'un gain petit signal ($g_0.L_{ai}$) différents. Pour cette étude statistique, les longueurs de fibres actives sont définies de façon aléatoire sur une plage de 1 à 1,05 mètre. Nous avons conservé un gain linéique petit signal g_0 identique pour les N amplificateurs. Les paramètres de simulation utilisés dans les calculs suivants sont rappelés dans le Tableau III-2.

Tableau III-2 : Données utilisées pour l'étude de l'efficacité de cophasage avec prise en compte des non-linéarités de gain dans le cas d'une mise en phase par filtrage spatial intracavité. En rouge les paramètres modifiés par rapport aux calculs précédents.

Paramètres	Description	Valeur
λ	Longueur d'onde	1060-1065 nm
N	Nombre d'émetteurs	2 à 20
L_a	Longueur des N fibres amplificatrices	1 m à 1,04 m
l_i	Longueurs des N fibres passives	0-2 m
A	Amplitude initiale (bruit)	1 V.m ⁻¹
g_0	Gain petit signal	3 m ⁻¹
I_{sat}	Intensité de saturation	1,563.10 ⁸ W/m ² (@1060 nm)
R	Réflexivité du coupleur de sortie de la cavité	1%
n	Nombre de tour de cavité	50
γ	Coefficient de couplage amplitude/phase	0 et 1

Les deux courbes de la Figure III-12 ont été calculées avec un coefficient de non linéarité γ fixé à 0 et 1. Ces grandeurs ont été choisies d'après les calculs de *Corcoran et col.* [3] reproduits sur la Figure III-3.

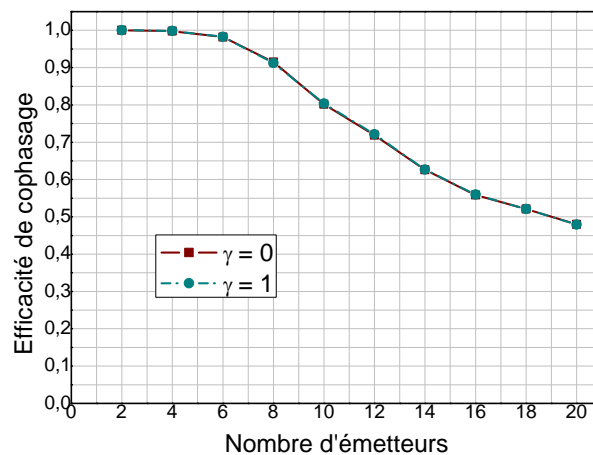


Figure III-12 : Evolution identique de l'efficacité de cophasage en fonction du nombre d'émetteurs avec et sans non-linéarités de gain sur une plage spectrale de 5 nm.

La prise en compte du déphasage introduit par le gain n'a modifié ni l'évolution ni le niveau d'efficacité de combinaison du système laser considéré par rapport au cas calculé sans déphasage non linéaire. Ceci peut s'expliquer par le fait que les signaux réinjectés dans les amplificateurs sont identiques, et donc l'information de phase apportée par la non-linéarité de gain ne provoque finalement qu'un piston qui n'a aucune conséquence sur la distribution de phase en sortie des amplificateurs.

Dans cette configuration, nous avons montré numériquement que les non-linéarités résonnantes n'influencent pas le comportement du processus de mise en phase par voie passive.

IV. Etude expérimentale sur la montée en nombre des émetteurs

IV.1. Dispositif expérimental

Afin de vérifier les tendances rencontrées dans la littérature et celles données par les différents résultats numériques, nous avons procédé à une étude expérimentale au cours de laquelle nous avons augmenté progressivement le nombre d'émetteurs mis en jeu jusqu'à 12. Le dispositif expérimental que j'ai réalisé est représenté sur la Figure III-13. Il s'agit de la même architecture que celle étudiée lors de la montée en puissance des lasers élémentaires (Chapitre II). Toutefois, pour cette étude, les bras amplificateurs ont été remplacés par des bras constitués uniquement de fibre passive. Il s'agit d'une configuration en anneau unidirectionnelle, dans laquelle sont placés en série deux amplificateurs à fibre dopée ytterbium (Yb) qui alimentent, au travers d'une arborescence de coupleurs (C), 12 fibres unimodales passives dont les extrémités sont juxtaposées selon un arrangement en ligne. Les faisceaux émis sont collimatés grâce à une matrice de microlentilles (ML) de façon à former un ensemble de faisceaux parallèles entre eux et périodiquement espacés. Le coupleur de sortie est constitué par une lame prismatique (LP), qui extrait un maximum de puissance de la cavité et en renvoie 5% vers la fibre de collection, placée au foyer de la lentille L3. Cette lentille L3 affiche le spectre de fréquences spatiales des 12 faisceaux sur l'extrémité de la fibre de collection qui réalise le filtrage spatial du champ lointain. Le rayonnement collecté par la fibre de collection est ensuite pré-amplifié avant d'alimenter un amplificateur (fabriqué par la société *CILAS*) (A) dont le rayonnement en sortie est distribué de manière quasi-

identique entre les différents bras qui composent la cavité. Des contrôleurs de polarisation (CP) permettent d'ajuster les états de polarisation des rayonnements qui parcourent les différents bras. On note aussi la présence d'un premier coupleur placé sur le bras commun qui permet le contrôle des niveaux de puissance injectés dans la boucle de rétroaction, tandis qu'un second coupleur permet l'injection dans la cavité d'un signal continu de faible niveau à 1064 nm provenant d'une source externe à la cavité. Cette source permet de protéger les amplificateurs de la cavité arborescente en évitant, lorsque le réglage de cette cavité n'est pas optimisé initialement, une inversion de population trop forte qui peut aboutir à un auto-déclenchement destructeur du laser multi-bras. Afin d'éviter toute réflexion parasite au sein de ce laser, les extrémités des fibres hors cavité sont clivées en angle (c.a.).

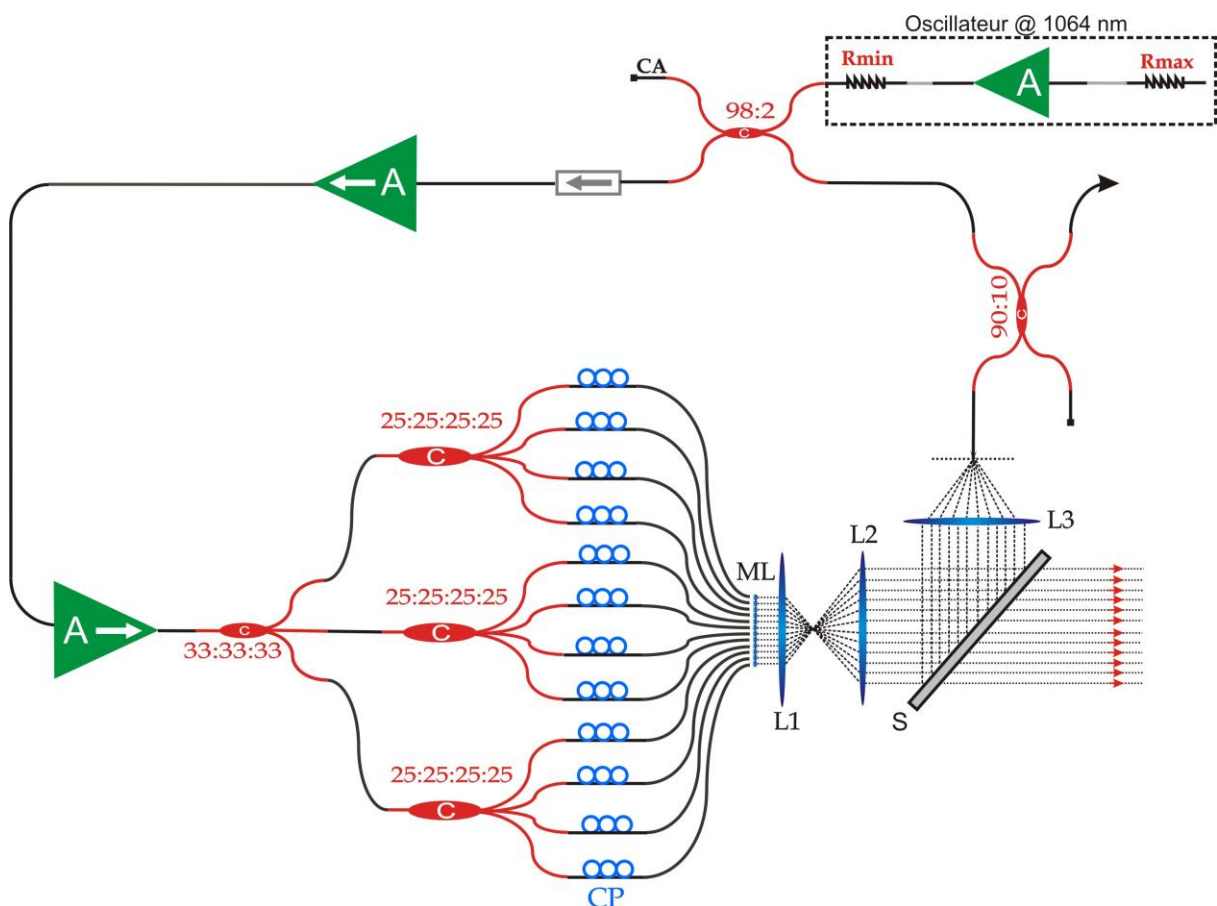


Figure III-13 : Dispositif expérimental du résonateur laser pour réaliser la combinaison cohérente jusqu'à 12 émetteurs (A : amplificateur, C : coupleur, ML : matrice de micro-lentilles, L_1 : lentille, LP : lame prismatique, ca : clive en angle).

Comme dans les configurations précédemment étudiées, le dispositif d'imagerie utilisé ici est basé sur l'utilisation d'un arrangement de fibres associé à une matrice de micro-lentilles. Les 12 fibres alignées sont espacées avec une période de 250 μm identique à celle des

microlentilles de la matrice ML. L'ouverture numérique des microlentilles 0,18 est sensiblement supérieure à celle des fibres 0,14 de façon à ne pas imposer un très fort taux de remplissage des faisceaux collimatés au détriment des pertes provoquées par diaphragmation. La distance focale des microlentilles est de 660 μm . Ceci confère à notre dispositif d'imagerie un taux de remplissage relativement important de l'ordre de 52%.

Dans cette étude expérimentale les distances focales des lentilles L1 (35 mm), L2 (150 mm) et L3 (75 mm) ont été choisies de façon à ajuster la taille du lobe central du champ lointain des 12 faisceaux, au diamètre du mode fondamental de la fibre de collection. Cela signifie que ce dimensionnement n'est pas parfaitement optimisé dans le cas où le nombre d'émetteurs est inférieur à 12. Cela n'a pas forcément de conséquence sur la mise en phase car la fonction de filtrage est tout aussi contraignante à 2 qu'à 12 émetteurs, mais les pertes par tour de cavité avec un faible nombre d'émetteurs sont plus importantes qu'à grand nombre d'émetteurs. Afin d'optimiser le processus de mise en phase des 12 faisceaux émis, les longueurs des 12 sous-cavités élémentaires ont été ajustées de façon à ce que la différence entre deux émetteurs quelconques soit supérieure à quelques dizaines de centimètres. Pour remonter aux longueurs des 12 sous-cavités élémentaires, j'ai mesuré leur fréquence de résonance à l'aide d'un analyseur de spectre radiofréquences. Pour plus de précision, j'ai déterminé ces différentes longueurs à partir de la mesure de la fréquence du 5^{ème} harmonique (Figure III-14).

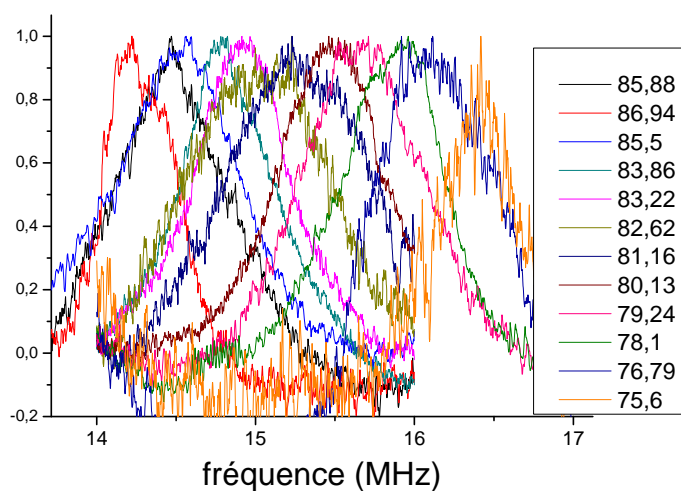


Figure III-14 : Spectre RF des 12 sous-cavités (zoom sur le 5^{ème} harmonique). L'insert donne les longueurs en mètres des 12 sous-cavités lasers.

Ces mesures, réalisées avec une précision de ± 7 cm, montrent que les longueurs des cavités élémentaires sont comprises entre 75,6 et 86,9 mètres, avec une différence de marche minimale proche de 40 cm.

Enfin, cette étude expérimentale a été réalisée avec de faibles niveaux de puissance (environ 40 mW par voie en sortie de cavité), car il s'agit simplement d'observer expérimentalement l'évolution du champ lointain en fonction du nombre d'émetteurs mis en jeu. De plus, les niveaux de puissance collectés par la fibre de collection étant très faibles (0,25 mW pour 1 émetteur et 6,7 mW pour 12 émetteurs), le signal est préalablement amplifié par un premier étage amplificateur afin de limiter l'émission spontanée amplifiée.

IV.2. Analyse de l'émission laser

Au cours de cette étude expérimentale, nous avons augmenté progressivement le nombre d'émetteurs à mettre en phase. Pour cela, la sélection du nombre d'émetteurs est réalisée intracavité au moyen d'un filtre spatial placé au foyer image de la lentille L2 (plan dans lequel les faisceaux sont affichés séparément, champ proche). Nous avons donc débuté avec un seul émetteur situé au centre de l'arrangement de fibres, avant de rajouter alternativement les émetteurs situés de part et d'autre de ce premier, afin de conserver une répartition symétrique des émetteurs et un taux de remplissage identique. Ainsi, bien que tous les bras du laser soient alimentés, seuls les rayonnements provenant des émetteurs non masqués sont collectés par la fibre de collection, donc seule l'information de phase de ces derniers est prise en compte. Les champs lointains obtenus en sortie du laser pour différents nombres d'émetteurs actifs (1, 2, 4, 8, 10, 12 émetteurs) ainsi que les profils associés sont représentés respectivement sur les Figure III-15 et Figure III-16.

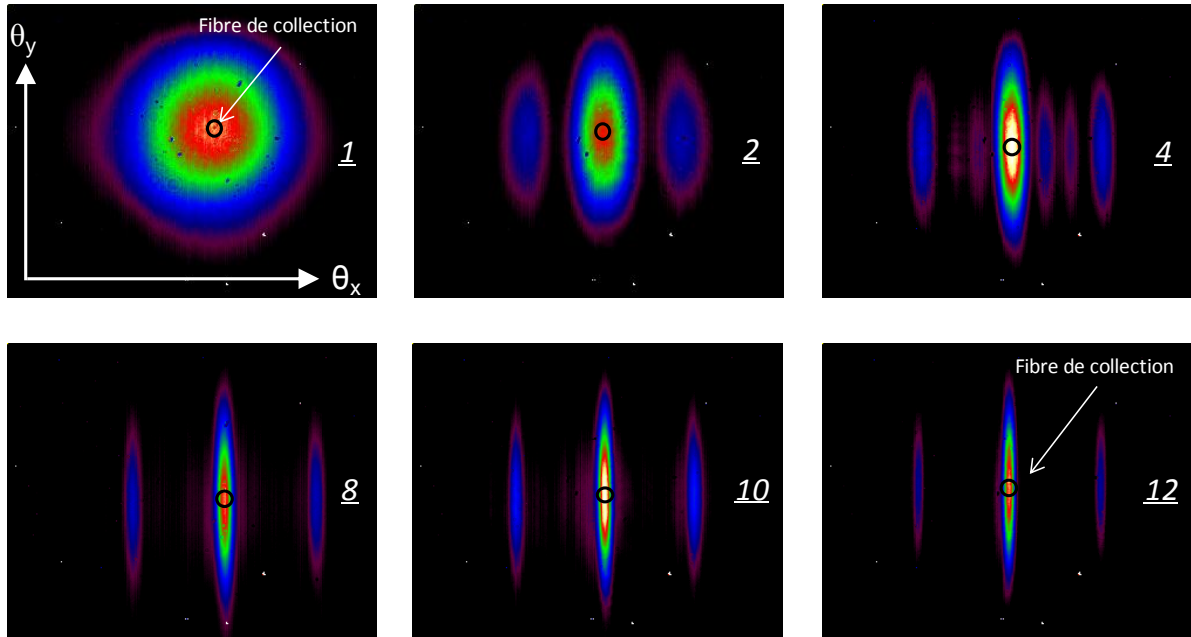


Figure III-15 : Champs lointains obtenus pour différents nombres d'émetteurs.

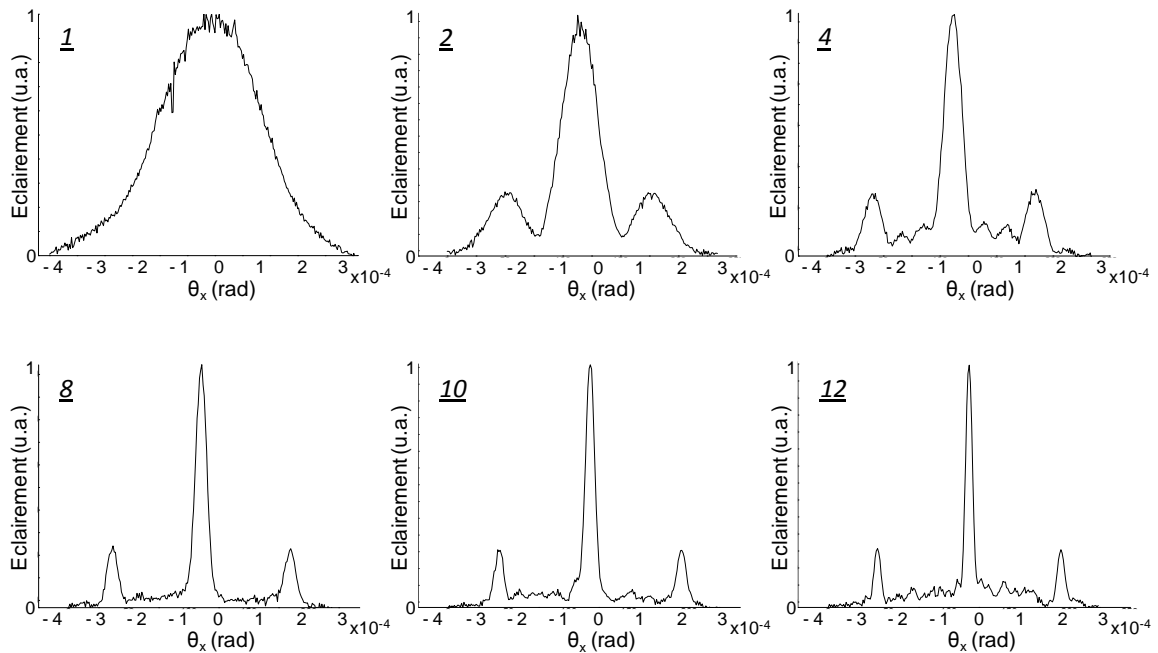


Figure III-16 : Profils des champs lointains obtenus pour différents nombres d'émetteurs.

Comme le montrent les profils ci-dessus, l'augmentation du nombre d'émetteurs mis en jeu se traduit par une diminution de la largeur du lobe central du champ lointain. Cet affinement du lobe central montre que les émetteurs, ajoutés successivement, sont ici

verrouillés en phase. De la même façon que nous l'avons fait dans le chapitre précédent, nous avons quantifié la qualité de la mise en phase à partir du rapport entre l'éclairement sur l'axe $\mathcal{E}_{exp}(N_x = 0, N_y = 0)$ pour chacun des relevés expérimentaux et de la valeur que l'on obtiendrait dans le cas d'une combinaison incohérente $\mathcal{E}_{incoh}(N_x = 0, N_y = 0)$ à puissance totale identique :

$$\eta = \frac{\mathcal{E}_{exp}(N_x=0, N_y=0)}{\mathcal{E}_{idéal}(N_x=0, N_y=0)} = \frac{\mathcal{E}_{exp}(N_x=0, N_y=0)}{N \cdot \mathcal{E}_{incoh}(N_x=0, N_y=0)} \quad [III-xvii]$$

Avec :

N : nombre d'émetteurs (4 dans le cas considéré)

Ces résultats sont reportés sur la Figure III-17. On peut notamment constater que les efficacités de combinaison mesurées expérimentalement sont inférieures à celles calculées numériquement. Même pour un faible nombre d'émetteurs (2 et 4), pour lequel on s'attend à une efficacité de combinaison proche de 1 (d'autant plus que les niveaux de puissance sont faibles), la différence d'efficacité de combinaison est notable. Ceci est probablement lié à la surtension de la cavité. En effet ces résultats ont été obtenus avec un dispositif de réinjection dans la fibre de collection dimensionné pour 12 émetteurs. Par conséquent, la quantité de puissance prélevée par la fibre de collection est d'autant plus faible que le nombre d'émetteurs est petit. Ainsi, pour un faible nombre d'émetteurs, le faible couplage entre le cœur de la fibre et le lobe central entraîne une chute du coefficient de surtension de la cavité qui se traduit, comme on l'a vu lors de la montée en puissance, par une chute de l'efficacité de combinaison. Ceci peut expliquer la différence entre les résultats numériques et expérimentaux. De plus, l'arborescence de coupleurs qui alimente les bras de la cavité introduit des disparités de puissance entre les différents faisceaux. Toutefois, l'influence de ces disparités sur l'efficacité de combinaison reste minime.

L'utilisation d'un arrangement de fibres bidimensionnel associé à un dispositif d'imagerie évolutif (en fonction du nombre d'émetteurs) aurait permis d'augmenter la quantité de puissance réinjectée dans la fibre de collection et aurait certainement amélioré la qualité de mise en phase.

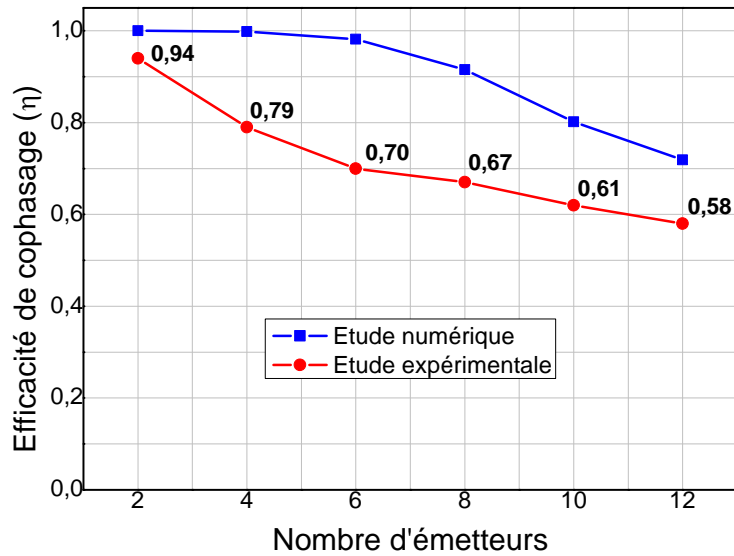


Figure III-17 : Evolutions expérimentale et numérique de l'efficacité de combinaison en fonction du nombre d'émetteurs. (pour l'étude numérique $\Delta\lambda = 5 \text{ nm}$ et $1 < L_{\text{cav}} < 3 \text{ m}$).

Comme précédemment, nous avons mesuré les fréquences de résonance des 12 sous-cavités élémentaires, mais cette fois-ci pour une émission verrouillée en phase. Ces résultats sont représentés sur la Figure III-18 Figure III-18 : Spectre RF des 12 sous-cavités pour une émission verrouillée en phase (zoom sur le 5^{ème} harmonique).et montrent que toutes les sous-cavités, représentées par les courbes de couleurs différentes, oscillent sur les mêmes modes longitudinaux. En effet, elles oscillent toutes à la même fréquence de résonance qui correspond à la fréquence d'une cavité de longueur médiane à l'ensemble des longueurs des sous-cavités (voir Figure III-14). Ce résultat confirme que tous les émetteurs sont verrouillés en phase.

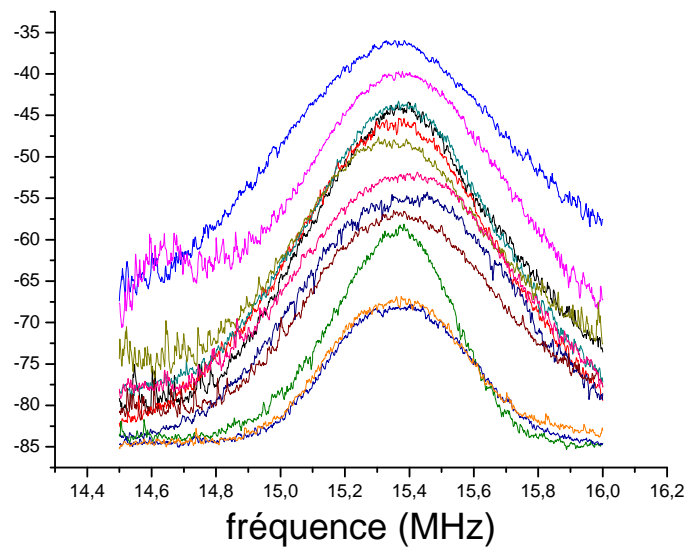


Figure III-18 : Spectre RF des 12 sous-cavités pour une émission verrouillée en phase (zoom sur le 5^{ème} harmonique).

Afin d'évaluer la stabilité en puissance de l'émission laser en fonction du nombre d'émetteurs cophasés, j'ai relevé les fluctuations temporelles de la puissance contenue dans le lobe central du champ lointain, sur une période d'une minute. Ces mesures ont été réalisées à l'aide d'un puissance-mètre présentant un temps de réponse de 200 ms. Nous avons extrait de ces mesures la valeur moyenne de la puissance crête ainsi que l'écart type associé à cette valeur moyenne. Ces données sont reportées sur la Figure III-19, qui montre l'évolution de la puissance crête en fonction du nombre d'émetteurs verrouillés en phase.

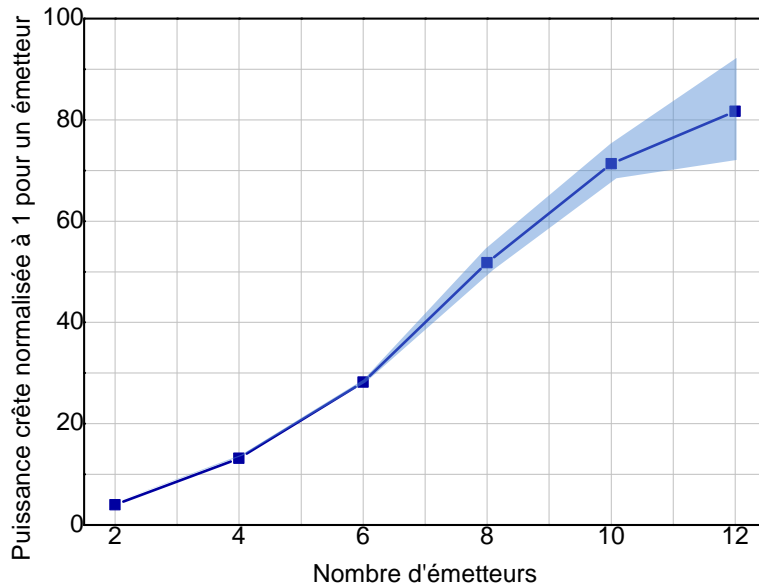


Figure III-19 : Evolution de la puissance crête des faisceaux combinés en champ lointain en fonction du nombre d'émetteurs.

On peut observer sur cette figure une augmentation des fluctuations temporelles de l'émission laser avec le nombre d'émetteurs. Ces fluctuations, plus importantes au-delà de dix émetteurs, sont engendrées par la raréfaction des coïncidences modales dans le spectre entre les différentes sous-cavités des lasers élémentaires.

IV.3. Conclusion

Cette étude expérimentale confirme, comme les résultats numériques, que l'augmentation du nombre d'émetteurs se traduit par une chute significative de la qualité de cophasage. Bien que nous ayons réussi à verrouiller en phase 12 faisceaux, l'efficacité de combinaison obtenue est moyenne (58%). De plus, l'augmentation des fluctuations en puissance du lobe principal en champ lointain qui se produit à partir du 10^{ème} émetteur confirme que cette technique de mise en phase est limitée à partir de 10 émetteurs.

Ces résultats confirment ceux avancés par des auteurs comme *J. Rothenberg* et montrent que cette configuration à rétroaction unique offre peu de degrés de liberté [3] pour compenser la raréfaction des congruences modales lors de la montée en nombre des émetteurs à cophaser.

L'objectif de cette nouvelle configuration laser est de rétroagir à la fois une information de phase et une information d'amplitude qui puissent être différentes selon le bras amplificateur considéré contrairement à l'architecture laser étudiée précédemment. Ces informations doivent dépendre des écarts de phase par rapport à une surface d'onde plane en sortie des amplificateurs. Dans une première étape, nous devons définir une fonction de filtrage qui permette de transformer ces écarts de phase (Plan P1) en écarts d'amplitude en entrée des fibres actives (Plan P2) (Figure III-20). Dans une seconde étape, la distribution d'amplitude en entrée des amplificateurs qui est donc reliée aux erreurs de phase en sortie de ces amplificateurs (plan P1), doit induire des déphasages différents dans les fibres actives pour compenser ces erreurs de phase. Cette seconde étape peut être réalisée par les non-linéarités de gain des milieux amplificateurs utilisés. De façon itérative et continue, ces deux étapes devraient permettre de converger vers un régime stable de mise en phase des émissions de ce type de laser à amplificateurs et émetteurs multiples.

Considérons maintenant la première étape du processus qui consiste à transcrire en écarts d'amplitude, les écarts de phase par rapport à un front d'onde plan en sortie des amplificateurs. Les résultats numériques présentés par la suite sont calculés en intégrant les non-linéarités de gain telles que définies au début de ce chapitre.

V.2. Filtrage par un procédé de contraste de phase conventionnel

La première fonction de filtrage que nous avons considérée est inspirée des techniques de microscopie à contraste de phase. Elle consiste à déphaser de $\pi/2$ et éventuellement à atténuer le lobe central de la figure de diffraction à l'infini des N faisceaux élémentaires.

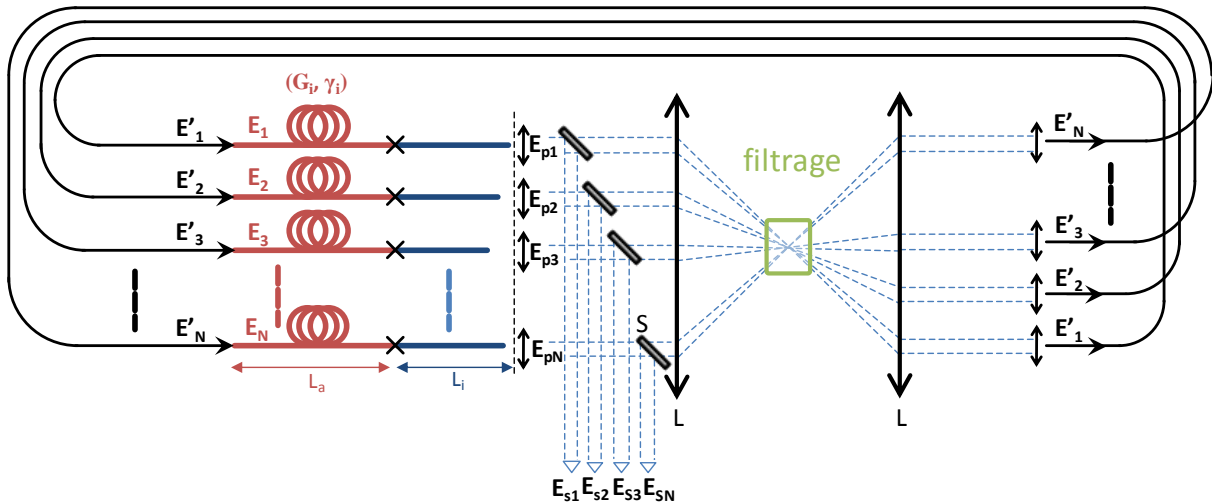


Figure III-21 : Configuration laser à rétroaction multiple (étude numérique).

Les champs incidents sur les différentes voies amplificatrices sont alors définis, après l'étape de filtrage, par la relation suivante :

$$E'_i = \sqrt{R} \left(E_{pi} - \frac{1-\beta_c e^{j\frac{\pi}{2}}}{N} \sum_{i=1}^N E_{pi} \right) \quad [III-xviii]$$

Où β_c représente le coefficient de transmission du filtre imposé au lobe central (β_c est compris entre 0 et 1 pour une transmission respectivement nulle à totale du lobe central en champ lointain des N faisceaux élémentaires).

Nous avons inséré cette étape de filtrage dans le programme préalablement décrit au début de ce chapitre en considérant cette fois-ci N boucles de rétroaction, tel que le montre le schéma de la Figure III-21. Les résultats préliminaires obtenus avec ce type de filtrage ont montré que l'efficacité de combinaison dépend du jeu de phases initiales choisi arbitrairement. Ce comportement est donc incompatible avec un fonctionnement stable et efficace d'un laser multi-bras tel que nous le recherchons. De plus, la réponse spectrale du dispositif montre que les fréquences pour lesquelles la puissance atteinte en régime stationnaire est maximale, n'est pas forcément une solution concentrant un maximum d'intensité sur l'axe moyen de propagation. En effet, il peut s'agir d'un mode qui peut présenter un minima d'intensité sur l'axe de la figure de diffraction à l'infini. Dans ce cas-là, le filtre n'a alors plus aucun effet. Les relations de phase qui s'établissent, amènent ainsi le champ laser à contourner les contraintes imposées par le filtrage, même lorsqu'il s'agit d'un filtre de phase pur ($\beta_c = 1$). Ce type de filtrage n'est donc pas adapté à la mise en phase de

faisceaux dans une configuration à rétroactions multiples. De ce fait, nous avons cherché d'autres techniques de filtrage, pour lesquelles la cavité laser doit sélectionner un mode favorisant une émission qui concentre un maximum de puissance dans le lobe central en champ lointain des N faisceaux élémentaires.

V.3. Filtrage par un procédé de contraste de phase hybride

Nous proposons un nouveau type de filtre, qui atténue le champ lointain en dehors du lobe central alors que celui-ci subit toujours le déphasage de $\pi/2$ comme précédemment. Les champs incidents réinjectés vers les fibres amplificatrices sont alors définis par la relation suivante :

$$E'_i = \sqrt{R} \left(\beta_L \cdot E_{pi} + \frac{e^{j\frac{\pi}{2}} - \beta_L}{N} \sum_{i=1}^N E_{pi} \right) \quad [III-xix]$$

Où β_L représente le facteur de transmission du champ lointain en dehors du lobe central ($\beta_L = 0$ lorsque seul le lobe central est transmis).

Dans un premier temps, nous avons cherché à quantifier numériquement l'influence de β_L sur la transcription phase/amplitude réalisée par le filtre modifié. Pour cela nous avons représenté les niveaux de puissance de quatre signaux après l'opération de filtrage en fonction de leur phase initiale avant filtrage, et cela pour différentes valeurs du coefficient de transmission des lobes latéraux β_L (Figure III-22).

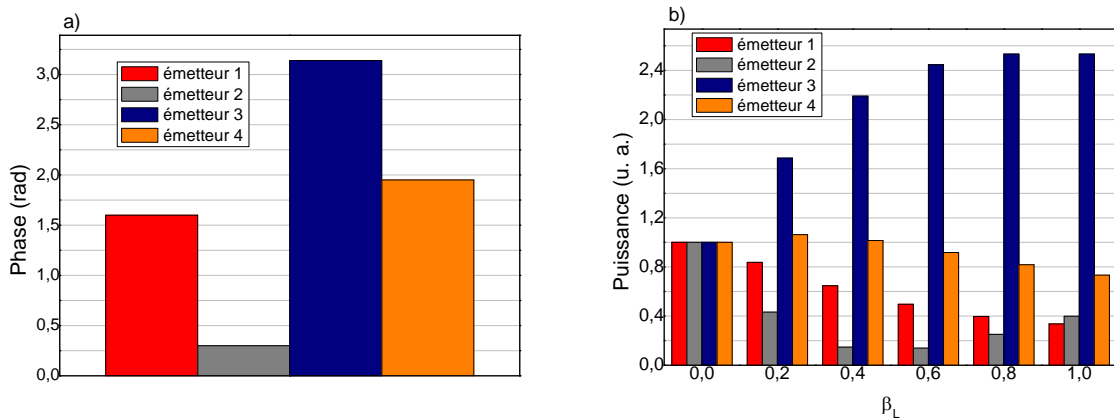


Figure III-22 : Exemples de transcription phase/amplitude a) relations de phase entre 4 signaux b) et les niveaux de puissance correspondants après filtrage pour différentes atténuations β_L en champ lointain (plan de filtrage).

Cette figure illustre parfaitement la notion de transformation d'une information de phase en information d'amplitude que l'on souhaite exploiter. En effet, le paramètre β_L joue un rôle important sur la répartition de la puissance vers les différentes voies : il semble que pour des coefficients moyens d'atténuation de 0,4 ou 0,6, la répartition des puissances des émetteurs soit très semblable à celle de leurs phases respectives. On peut également remarquer que dans le cas où le filtre transmet uniquement le lobe central ($\beta_L = 0$), les niveaux de puissance réinjectés (qui alimentent les fibres amplificatrices) sont identiques, il s'agit de la configuration à rétroaction unique. A l'opposé, lorsque toute la figure de diffraction est transmise sans perte ($\beta_L = 1$), il s'agit de la configuration de type contraste de phase pure qui, comme nous l'avons vu précédemment, n'est pas adaptée à la mise en phase de multiples faisceaux. Nous avons donc procédé à une étude statistique préliminaire afin de déterminer la ou les valeurs optimales du paramètre β_L , en vue d'utiliser ce nouveau filtre pour mettre en phase plusieurs sources lasers. Ces calculs ont été réalisés en tenant compte des non-linéarités de gain ($\gamma = 1$). Afin de réduire les temps de calcul, cette étude a été réalisée sur une bande spectrale très réduite de 0,5 nm. Les efficacités de combinaison obtenues en fonction du nombre d'émetteurs pour différentes valeurs de β_L sont reportées sur la Figure III-23.

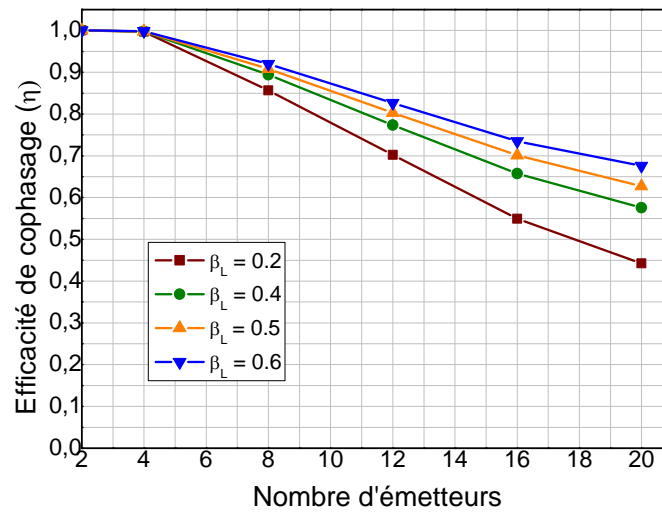


Figure III-23 : Evolution de l'efficacité de cophasage en fonction du nombre d'émetteurs pour différentes valeurs du facteur de transmission β_L ($\gamma = 1$).

On peut constater que la qualité de la mise en phase est dépendante de la valeur du paramètre β_L . En effet, il apparaît que l'efficacité de combinaison est meilleure lorsque ce paramètre est proche de 0,6. A noter que pour des valeurs de β_L supérieures à 0,6, la cavité laser a un fonctionnement semblable à celui observé dans le cas du contraste de phase pure. Par conséquent, dans le but d'éviter toute solution instable, nous avons choisi un coefficient de transmission des lobes latéraux de 50% ($\beta_L = 0,5$) pour la suite de nos calculs.

Les Figure III-24 et Figure III-25 montrent respectivement l'évolution de la puissance totale laser et de l'efficacité de combinaison en fonction du nombre de tours de cavité et en fonction de la longueur d'onde dans une configuration à 4 émetteurs. Ces résultats mettent en évidence le bon comportement de la cavité laser dans le cas d'un coefficient de transmission β_L de 50%. En effet, les fréquences d'oscillation privilégiées par la cavité laser dans cette configuration correspondent à des états stationnaires en puissance pour lesquels l'efficacité de combinaison est stable et maximale.

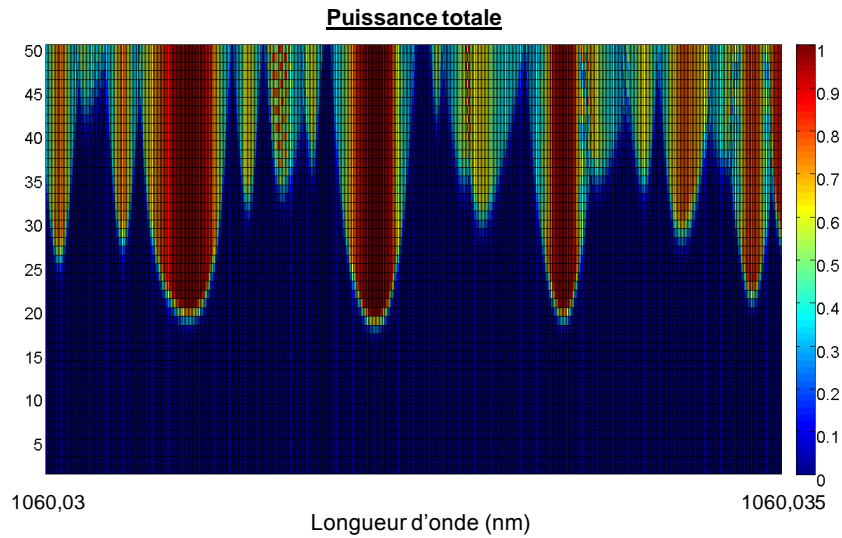


Figure III-24 : Evolution de la puissance laser totale par composante spectrale et en fonction du nombre de tours de cavité dans une configuration à rétroaction multiple ($\beta_L = 0,5$ et $N = 4$).

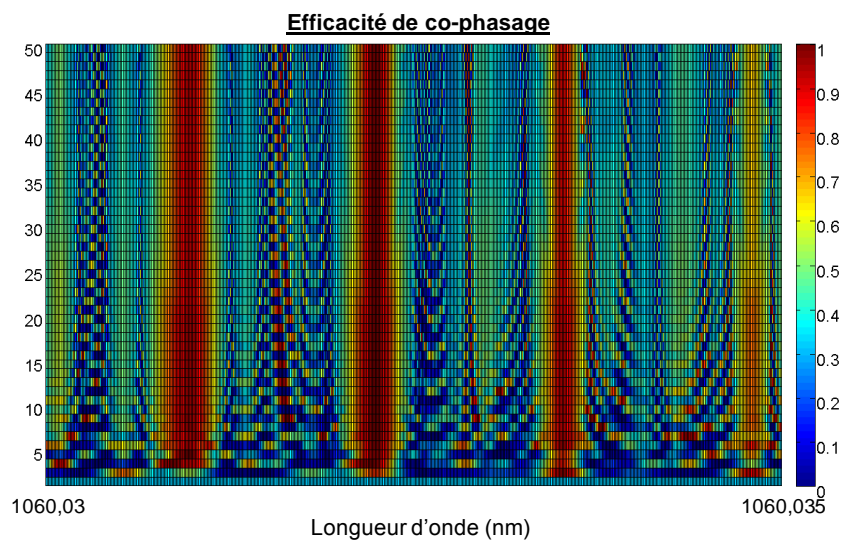


Figure III-25 : Evolution de l'efficacité de cophasage par composante spectrale et en fonction du nombre de tours de cavité dans une configuration à rétroaction multiple ($\beta_L = 0,5$ et $N = 4$).

V.3.1. Etude statistique

Afin de déterminer une loi d'évolution de l'efficacité de combinaison en fonction du nombre d'émetteurs, nous avons procédé à une étude numérique statistique. Cette étude statistique est réalisée dans les mêmes conditions que celle réalisée dans la configuration à rétroaction unique. Le but de cette étude est également de mettre en évidence l'apport de cette nouvelle configuration à rétroactions multiples avec filtrage ainsi que la contribution des non-

linéarités de gain. Les données utilisées pour cette étude numérique sont reportées dans le tableau suivant.

Tableau III-3 : Données utilisées pour l'étude de l'efficacité de cophasage en fonction du nombre d'émetteurs dans le cas d'une configuration à rétroactions multiples

Paramètres	Description	Valeur
λ	Longueur d'onde	1060-1065 nm
N	Nombre d'émetteurs	2 à 20
L_a	Longueur des N fibres amplificatrices	1 m
l_i	Longueurs des N fibres passives	0-2 m
A	Amplitude initiale (bruit)	1 V.m ⁻¹
g_0	Gain petit signal	3 m ⁻¹
I_{sat}	Intensité de saturation	1,563.10 ⁸ W/m ² (@1060 nm)
R	Coefficient de réflexion de la séparatrice	1%
n	Nombre de tour de cavité	80
γ	Coefficient de couplage gain/phase	0, 1, 2
β_L	Coefficient de transmission du filtre	0.5

Une étude de l'évolution des niveaux de puissance et de l'efficacité de combinaison résolue spectralement, montre que le système pris dans son ensemble (filtrage, gain, non-linéarité), converge vers des solutions stables. Ce sont ces solutions que nous avons reportées sur la Figure III-26, qui représente l'évolution de l'efficacité de cophasage moyenne sur 20 tirages en fonction du nombre d'émetteurs.

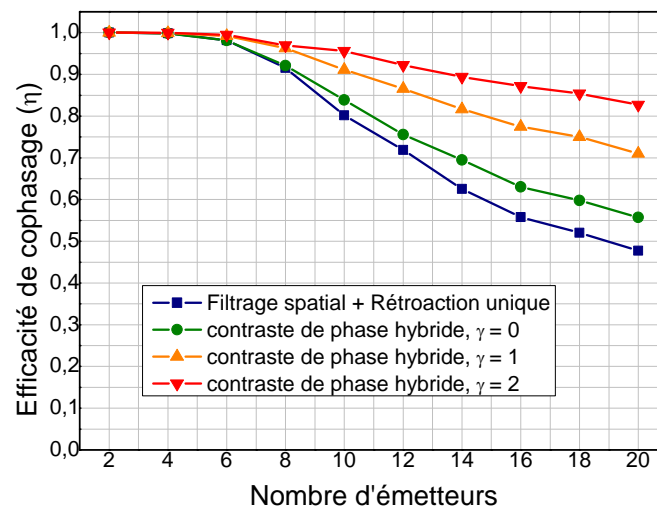


Figure III-26 : Evolution de l'efficacité de cophasage en fonction du nombre d'émetteurs.

A titre de comparaison, nous avons reporté les résultats obtenus numériquement pour une configuration à rétroaction unique (en bleu sur la Figure III-26). On peut ainsi constater que même sans déphasage non linéaire, la configuration à rétroaction multiple apporte une légère amélioration de l'efficacité de cophasage. Ceci s'explique par l'augmentation des degrés de liberté dont bénéficie cette architecture où les phases et amplitudes qui alimentent les différentes voies amplificatrices sont différentes d'une voie à l'autre. L'apport des non-linéarités de gain dans cette configuration est en revanche très marquant. En effet, cette étude statistique montre que la configuration proposée permet, avec un coefficient non linéaire γ de 2, d'atteindre une efficacité de combinaison de plus de 80% avec 20 lasers alors que la configuration à rétroaction unique était limitée à une efficacité inférieure à 50%. Si on s'en tient à un coefficient non linéaire de 1 [8], l'efficacité de combinaison est supérieure à 70%.

Considérons la réponse spectrale de cette configuration à rétroaction multiple d'où est tirée la courbe de la Figure III-26. La prise en compte des non-linéarités de gain se traduit simplement par une augmentation des maxima et n'introduit aucune autre modification. Les Figure III-27, Figure III-28 et Figure III-29 représentent respectivement les réponses spectrales de l'efficacité de combinaison obtenue dans une configuration à 14 émetteurs avec des coefficients non linéaires croissants (0, 1 puis 2).

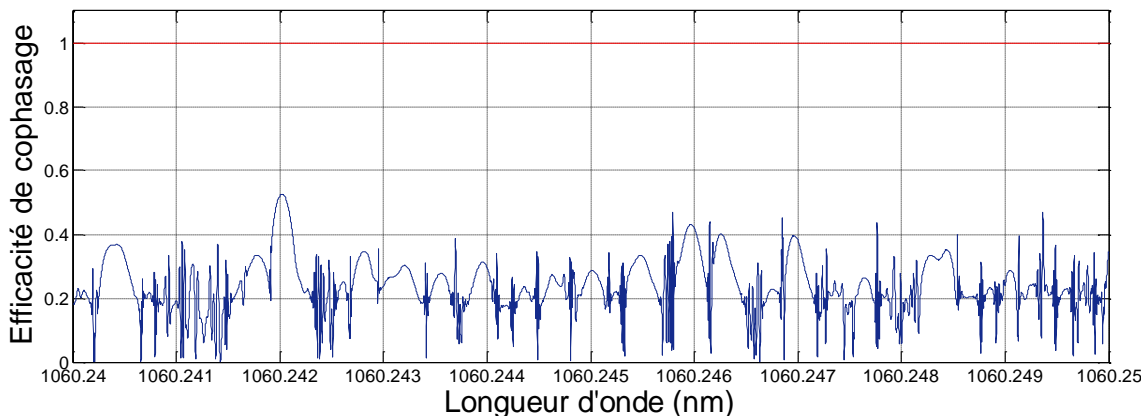


Figure III-27 : Efficacité de cophasage calculée pour 14 émetteurs après 50 itérations dans la cavité ($\gamma = 0$).

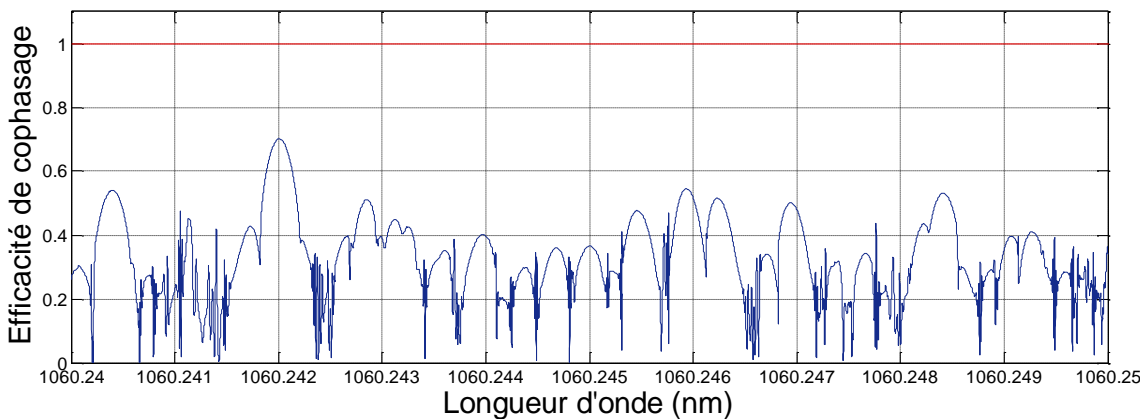


Figure III-28 : Efficacité de cophasage calculée pour 14 émetteurs après 50 itérations dans la cavité ($\gamma = 1$).

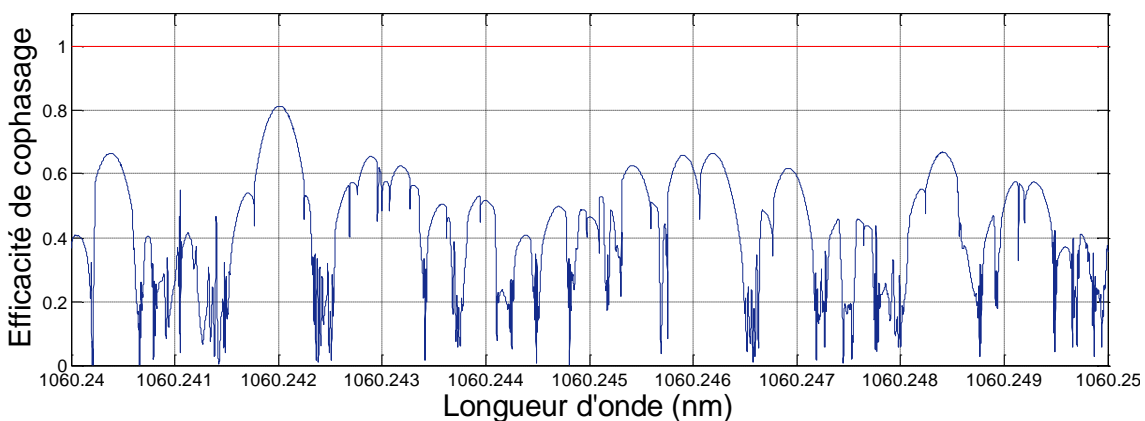


Figure III-29 : Efficacité de cophasage calculée pour 14 émetteurs après 50 itérations dans la cavité ($\gamma = 2$).

V.3.2. Illustration numérique du gain en brillance apporté par le système de filtrage par contraste de phase hybride associé au déphasage induit par les non-linéarités de gain

Afin d'illustrer l'apport de la solution proposée pour mettre en phase un grand nombre d'émetteurs, j'ai représenté sur les figures suivantes, différents champs lointains calculés pour les différents types de processus de mise en phase que j'ai étudiés. Nous présentons les jeux de phases et d'amplitudes produits en sortie de 16 émetteurs calculés après 80 itérations. Cette approche n'est dans ce cas là pas statistique comme dans la partie numérique précédemment présentée. Nous avons choisi un jeu de longueurs des 16 sous-cavités parmi les 20 tirages arbitraires précédemment utilisés, tel que dans le cas de la cavité à rétroaction unique, pour lequel l'efficacité de cophasage obtenue correspond à l'efficacité de cophasage moyenne. Pour calculer le champ lointain, nous avons défini un champ proche composé de 16 faisceaux répartis au sein d'un arrangement bidimensionnel de maille carrée.

Pour illustrer le gain en brillance apporté par l'architecture à rétroactions multiples et les non-linéarités, l'intensité crête des différents champs lointains est normalisée par rapport à l'intensité crête obtenue dans le cas de la combinaison incohérente (Figure III-30).

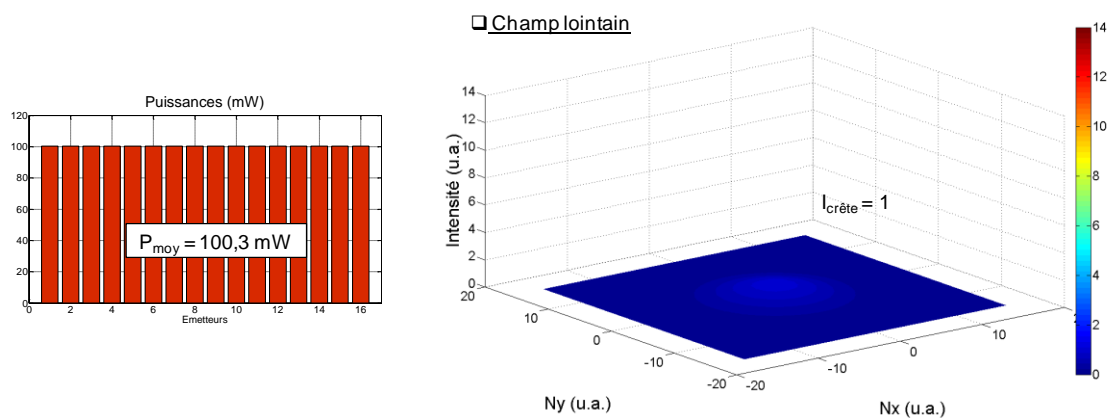


Figure III-30 : Sommmation incohérente de 16 faisceaux : niveaux de puissance portés par les 16 faisceaux et champ lointain correspondant.

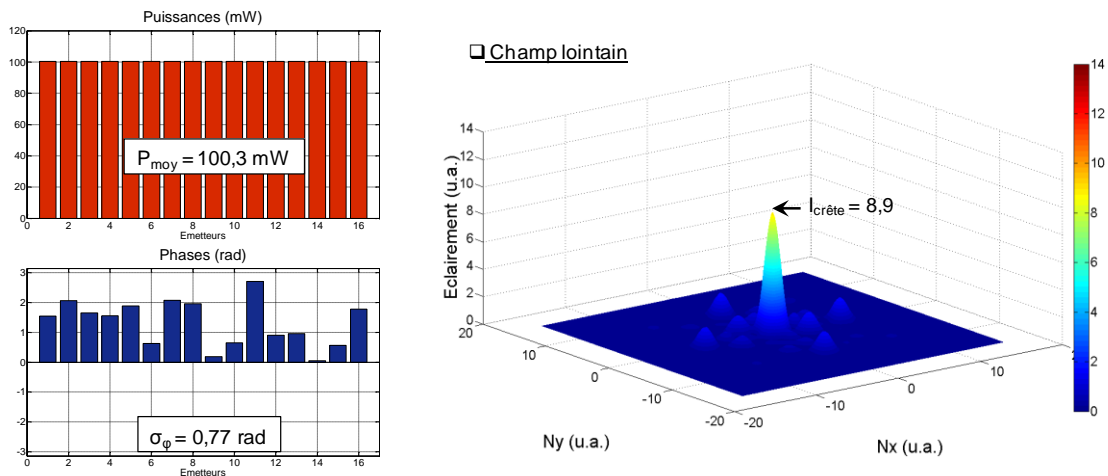


Figure III-31 : Combinaison cohérente de 16 faisceaux avec une configuration à rétroaction unique, σ_ϕ : écart quadratique des phases relatives.

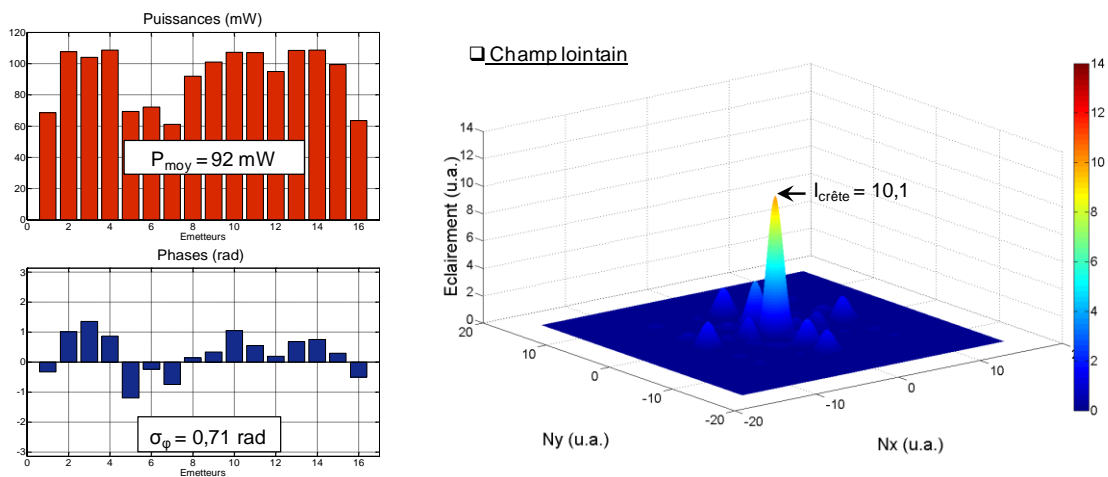


Figure III-32 : Combinaison cohérente de 16 faisceaux avec une configuration à rétroaction multiple : contraste de phase hybride et $\gamma = 0$.

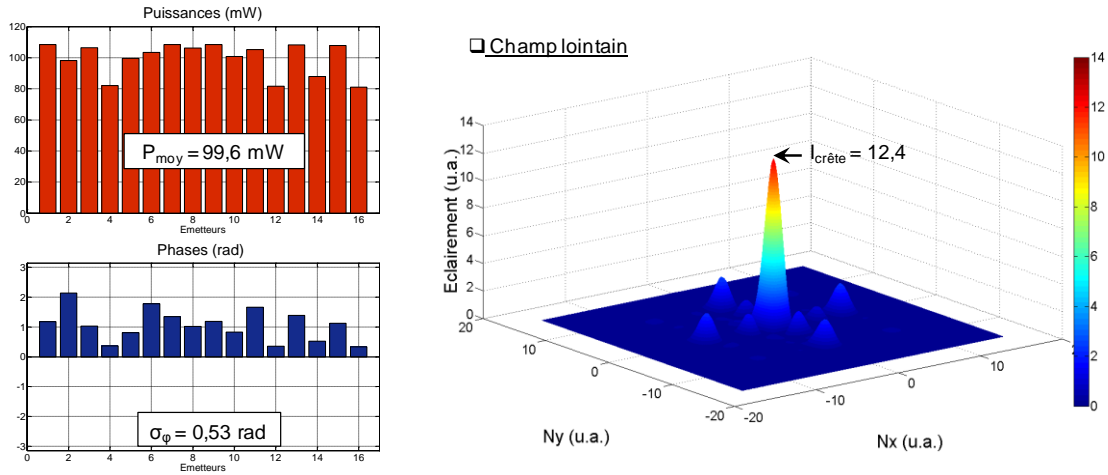


Figure III-33 : Combinaison cohérente de 16 faisceaux avec une configuration à rétroaction multiple : contraste de phase hybride et $\gamma = 1$.

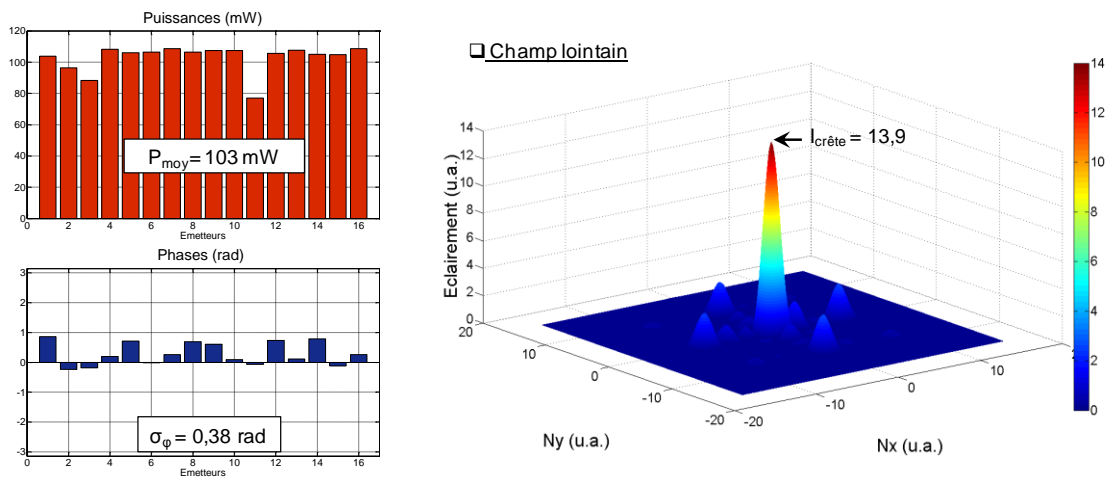


Figure III-34 : Combinaison cohérente de 16 faisceaux avec une configuration à rétroaction multiple : contraste de phase hybride et $\gamma = 2$.

Ces résultats illustrent très bien l'apport des non-linéarités de gain dans le cas d'une architecture à rétroaction multiple. En effet, l'intensité crête normalisée obtenue dans le cas du contraste de phase avec un coefficient de non-linéarité (γ) de 2 est de 13,9 contre 8,9 dans le cas d'une architecture à rétroaction unique.

On remarque qu'en l'absence de non-linéarité, le filtrage par contraste de phase hybride introduit disparités de puissance entre les 16 faisceaux extraits de la cavité, qui se traduisent par une puissance totale émise inférieure (Figure III-32) à celle obtenue avec une rétroaction unique (Figure III-31). Cependant, l'introduction des non-linéarités de gain réduit

ces disparités autour d'une valeur moyenne de niveau égal au cas à rétroaction unique (Figure III-33 et Figure III-34). Enfin, on peut également constater que l'augmentation de ces non-linéarités se traduit également par une diminution des disparités entre les phases des 16 émetteurs.

Cela montre que le système dans sa globalité converge vers un état d'équilibre qui amenuise les disparités en phase et en amplitude des faisceaux émis. Cet état d'équilibre est d'autant plus intéressant que le déphasage induit par les non-linéarités de gain est fort.

VI. Conclusion

Ce dernier chapitre analyse l'influence du nombre de sources lasers à mettre en phase, sur l'efficacité du processus de combinaison cohérente réalisé par voie passive dans un laser à multiples bras amplificateurs.

Les approches analytiques proposées dans la littérature scientifique et décrites dans ce chapitre montrent toutes une décroissance de l'efficacité de combinaison au-delà de 7 amplificateurs à cophaser, même si les lois d'évolution ne sont pas identiques. Il est à noter que ces modèles ne considèrent que des cavités froides sans tenir compte du gain. C'est pourquoi, dans un premier temps, nous avons introduit cette notion dans un code numérique qui modélise l'architecture laser à multiples-émetteurs que nous avons étudiée expérimentalement dans le Chapitre II. Ce programme nous a permis de contrôler la construction des modes au cours des itérations dans la cavité multi-émetteurs avec une approche statistique. Il intègre le gain des amplificateurs ainsi que les non-linéarités induites par ce gain. Les résultats obtenus ont montré que le gain n'a pas de conséquences fondamentales sur la réponse spectrale de la configuration à rétroaction unique et donc peu d'influence sur l'efficacité de mise en phase.

Afin de comparer ces résultats numériques à des mesures expérimentales, nous avons réalisé une architecture laser à 12 émetteurs. Nous avons ainsi pu étudier la loi d'évolution de l'efficacité de combinaison des émissions provenant de 2 à 12 émetteurs. Les efficacités de cophasage obtenues, sont moins bonnes que celles attendues (58% contre 71% dans les calculs à 12 émetteurs). Cette réalisation expérimentale confirme toutefois la tendance observée numériquement. Par conséquent, il apparaît que cette technique de mise en phase

n'est pas appropriée à la mise en phase d'un grand nombre d'émetteurs. Au delà de 10 émetteurs, la qualité de mise en phase chute en dessous de 80%. La brillance d'une telle source est encore très supérieure à celle basée sur la combinaison incohérente des rayonnements, mais l'efficacité du processus de cophasage diminue très sensiblement par rapport à l'efficacité de combinaison théorique maximale.

Mettre en phase de nombreuses sources lasers par voie passive nécessite une autre approche que celle développée jusqu'à présent. C'est pourquoi, nous avons exploré numériquement dans ce chapitre, une nouvelle architecture laser dans laquelle chaque voie amplificatrice en parallèle est alimentée par des informations de phase et d'amplitude distinctes retournées par un système de contre-réactions multiples. Ces nouveaux degrés de liberté, par rapport à la configuration laser à contre-réaction unique, sont apportés par un dispositif de filtrage spécifique du champ lointain réalisé intracavité. Il consiste à déphaser le lobe central de $\pi/2$ et à atténuer les lobes latéraux du champ lointain de manière à rétroagir des niveaux de puissance différents vers les N voies amplificatrices. L'étude numérique décrite dans ce chapitre, a montré les bénéfices d'une telle architecture sur l'efficacité de combinaison. En effet, la configuration proposée permet, avec un coefficient non linéaire correspondant aux conditions expérimentales, d'atteindre une efficacité de combinaison de plus de 70% avec 20 lasers, alors que dans le cas de la configuration à rétroaction unique elle n'excédait pas 50%. Nous avons également montré que cette efficacité peut être améliorée de façon très sensible en augmentant ce coefficient non linéaire. Ces tous premiers résultats sont très encourageants et peuvent contribuer à un nouvel essor des techniques passives de mise en phase. Il est nécessaire maintenant d'affiner les paramètres de cette nouvelle configuration pour mettre en œuvre un système laser destiné à ces derniers résultats numériques.

Bibliographie

- [1] H. G. Winfull, W. Chang, T. Wu, and A. Galnanauskas, "Array size scalability of passively coherently phased fiber laser arrays," *Optics Express*, vol. 18, no. 9, 2010.
- [2] D. Kouznetsov, "Limits of coherent addition of lasers: a simple estimate," *Optical Review*, vol. 12, no. 6, 2005.
- [3] J. E. Rothenberg, "Passive coherent phasing of fiber laser arrays," *Proceedings of SPIE*, vol. 6873, no. 687315, 2008.
- [4] A. E. Siegman, "Resonant modes of linearly coupled multiple fiber laser structures," *Stanford (web)*, 2004.
- [5] A. Shirakawa, K. Matsuo, and K. Ueda, "Fiber laser coherent array for power scaling, bandwidth narrowing, and coherent beam direction control," *Proceedings of SPIE*, vol. 5709, 2005.
- [6] S. Shakir, et al., in *Annual Meeting of the Directed Energy Professional Society*, Huntsville, Alabama, 2007.
- [7] J. Lhermite, "Auto-synchronisation et combinaison cohérente de lasers à fibre," Université de Limoges Thèse de doctorat, 2008.
- [8] C. J. Corcoran and F. Durville, "Passive Phasing in a coherent laser array," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2008.

Conclusion générale

Les travaux présentés dans ce manuscrit de thèse traitent de la combinaison de lasers à fibre et plus particulièrement d'une nouvelle technique de combinaison cohérente par voie passive. Celle-ci repose sur une architecture annulaire à amplification parallèle dont les multiples faisceaux émis sont recombinaés uniquement en champ lointain. Dans cette architecture, le principe de mise en phase est obtenu grâce aux propriétés d'auto-organisation des lasers associées à un filtrage spatial intracavité. Ces travaux ont fait suite à une démonstration de principe réalisée au cours de la thèse de *Jérôme Lhermite*. L'objectif était d'explorer les potentiels de cette nouvelle technique de combinaison de faisceaux, notamment des points de vue des niveaux de puissance et du nombre d'émetteurs qu'il est possible de mettre en phase.

Les résultats expérimentaux obtenus ont montré que cette technique de combinaison cohérente est tout à fait compatible avec la génération de forte puissance. Toutefois, nous avons pu mettre en évidence qu'une attention particulière doit être apportée à la surtension de la cavité. En effet, les dimensionnements du taux d'extraction de la cavité, du niveau de puissance en entrée des amplificateurs et du gain des amplificateurs doivent être optimisés pour assurer les meilleures performances énergétiques tout en préservant une bonne efficacité de mise en phase.

Nous avons également montré que cette technique de combinaison cohérente bénéficie d'une dynamique rapide de cophasage. En effet, nous avons établi par une mesure de type pompe sonde que seulement quelques tours de cavité étaient nécessaires pour rétablir, après perturbation du système, le cophasage entre deux voies amplificatrices. Bien que l'on puisse s'interroger sur l'extrapolation de ces résultats à un grand nombre d'émetteurs, ils montrent que cette méthode de combinaison cohérente présente tout le potentiel pour être exploitée avec des sources lasers fonctionnant en régime déclenché. En effet, le temps de réponse de ce dispositif de mise en phase est suffisamment court pour corriger les changements de phase dus à la diminution brutale de l'inversion de population lors du passage des impulsions dans les fibres amplificatrices. C'est ici un atout des techniques de cophasage par voie passive en regard de leurs concurrentes actives pour lesquelles le temps de réponse est limité par la bande passante des asservissements.

Enfin, une nouvelle architecture linéaire dans laquelle l'extraction du flux lumineux est réalisée par polarisation a été explorée. Un des intérêts de cette architecture, souvent

exploitée avec des lasers massifs, est de bénéficier d'un taux d'extraction ajustable. Bien que nous ayons montré qu'il était possible de mettre en phase 4 faisceaux à faibles niveaux de puissance, cette architecture ne semble pas adaptée à la mise en phase de lasers à fibre. Ceci en raison de la double fonction de la polarisation qui agit à la fois sur le taux d'extraction et sur la mise en phase. Le champ émis n'étant plus une réplique exacte du champ oscillant dans la cavité, les réglages sont alors très complexes et la mise en phase des émetteurs en sortie de cavité n'est pas toujours assurée.

La principale limitation des techniques de combinaison par voie passive est liée au nombre maximal de faisceaux qu'elles permettent de mettre en phase de façon efficace. C'est pourquoi nous avons analysé, à la fois numériquement et expérimentalement, l'influence du nombre de sources lasers à mettre en phase sur l'efficacité du processus de combinaison cohérente réalisé par voie passive dans un laser à multiples bras amplificateurs. Un code numérique modélisant l'architecture annulaire étudiée jusqu'ici et intégrant le gain des amplificateurs et les non-linéarités associées, a permis de quantifier l'évolution de l'efficacité de combinaison en fonction du nombre d'émetteurs par une approche statistique. Les résultats obtenus montrent une décroissance de l'efficacité de combinaison avec l'augmentation du nombre d'émetteurs qui dépend essentiellement de deux caractéristiques du laser considéré : la bande spectrale d'émission et l'écart maximal de longueur entre les différentes sous-cavités composant le laser. Une étude expérimentale de cette architecture laser a permis de confirmer la dégradation de l'efficacité de combinaison avec l'augmentation du nombre d'émetteurs. Nous avons pu comparer les résultats expérimentaux avec ceux calculés pour une configuration comportant jusqu'à 12 émetteurs. Les efficacités de combinaison obtenues expérimentalement sont un peu en deçà de ceux calculés, mais confirment la tendance dégagée numériquement, à savoir que cette architecture ne peut combiner efficacement qu'une dizaine d'émetteurs. La mise en phase d'un plus grand nombre de lasers à fibre par voie passive passe donc par une autre approche que celles étudiées jusqu'à présent afin d'offrir plus de degrés de liberté à la cavité laser pour sélectionner les modes longitudinaux communs. Une nouvelle architecture a donc été présentée dans ce manuscrit. Cette nouvelle configuration laser diffère de celle étudiée jusqu'ici par la présence de multiples rétroactions qui alimentent chaque voie amplificatrice avec des informations de phase et d'amplitude différentes. Ces informations distinctes sont introduites par un filtrage spécifique du champ lointain réalisé intracavité, qui consiste à déphaser le lobe central de $\pi/2$ et à atténuer les lobes

latéraux. Ce type de filtrage, dérivé des techniques de contraste de phase largement exploitées en microscopie, a pour objectif de transformer les disparités de phase en disparités d'amplitude. Une étude numérique de cette nouvelle architecture, avec la prise en compte des non-linéarités de gain, montre l'apport d'une telle architecture. En effet, elle permet d'atteindre une efficacité de combinaison de 70% à 20 émetteurs, nettement supérieure à celle obtenue dans le cas d'une rétroaction unique (47%). Ces premiers résultats numériques sont très prometteurs mais nécessitent d'être approfondis et corrélés à une étude expérimentale.

En effet, cette étude numérique montre que l'efficacité de combinaison dépend fortement de la valeur du coefficient traduisant les non-linéarités de gain (γ). Il conviendrait maintenant de caractériser les couplages amplitude/phase dans les amplificateurs ytterbium pour déterminer avec précision la valeur de ce coefficient non linéaire γ , voire caractériser d'autres matériaux non linéaires comme des amplificateurs optiques à semi-conducteur (SOA en anglais) pour atteindre des déphasages induits plus importants. Une étude expérimentale devra ensuite être réalisée pour d'une part valider les résultats numériques et d'autre part optimiser les caractéristiques du filtre et la surtension de la cavité, afin d'obtenir un cophasage efficace tout en assurant une bonne extraction de la puissance.

Liste des publications

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

- V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot, A. Barthélémy, J. Lhermite, **J. Guillot**
« **Passive co-phasing of fiber lasers for coherent combining** »
Fiber and Integrated Optics, **27**, 05 (2008), pp. 453 - 465. Papier invite

- **Julien Guillot**, Damien Ceus, Sophie Brustlein 1, Louis Del Rio, Agnès Desfarges-Berthelemot, Vincent Kermène, Ludovic Grossard, Alessandro Tonello*, Laurent Delage, François Reynaud
« **Widely tunable sum-frequency generation in PPLN waveguide pumped by a multi-wavelength Yb-doped fiber laser** »
Optics Communications 283 (2010) 442–446

Communications invitées dans des congrès nationaux et internationaux

- V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot, A. Barthélémy, J. Lhermite, **J. Guillot**, B. M. Shalaby
« **Laser architecture applied to coherent beam combining** »,
International Conference Laser Optics 2008, St. Petersburg, Russia 23-28 juin 2008.

- **J. Guillot**, S. Auroux, J. Lhermite, E. Suran, A. Kudlinski, F. Louradour, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène et A. Barthélémy
« **Architectures pour la combinaison de lasers à fibre : continu et femtoseconde** »
JNOG'09, Lille 6-9 juillet 2009.

Communications dans des congrès nationaux avec comité de lecture et comptes rendus

- **J. Guillot, J. Lhermite, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène et A. Barthélémy**
« Verrouillage en phase passif d'un réseau de 4 amplificateurs fibrés pour une recombinaison en champ lointain »
JNOG'08, Lannion 20-22 octobre 2008.
- **J. Guillot, J. Lhermite, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène et A. Barthélémy**
« Laser à fibre à 12 émetteurs cophasés pour la combinaison de puissance »
JNOG'09, Lille 6-9 juillet 2009 (poster).

Communications dans des congrès internationaux

- **J. Guillot, J. Lhermite, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène et A. Barthélémy**
« 12 phase-locked fiber laser for power combining »
International Conference Laser Optics 2010, St. Petersburg, Russia 28 juin–2 juillet 2010 (poster).

Laser à fibres auto-organisé à faisceaux multiples couplés

Résumé : Les travaux présentés dans ce manuscrit traitent de la combinaison cohérente de lasers à fibre par voie passive. L'architecture laser étudiée est une configuration à émetteurs multiples où la mise en phase des faisceaux émis est réalisée à partir d'un filtrage spatial intracavité associé aux propriétés d'auto-organisation des lasers, pour une recombinaison en champ lointain des multiples faisceaux émis.

Les résultats expérimentaux obtenus montrent que cette technique de combinaison est tout à fait compatible avec la génération de fortes puissances. De plus, une étude expérimentale a permis de montrer qu'elle bénéficie d'une dynamique de cophasage rapide.

Toutefois, une étude numérique et expérimentale confirme que cette technique passive de mise en phase ne peut combiner efficacement qu'une dizaine d'émetteurs. Une nouvelle architecture à rétroaction multiple a donc été proposée. Des premiers résultats numériques très prometteurs ont été obtenus et montrent un apport très significatif de cette nouvelle architecture.

Mots-clés : Laser à fibre, combinaison de faisceaux, combinaison cohérente

Self-organized fiber laser emitting multiple coupled beams

Abstract : This document deals with passive coherent combining of fiber lasers. The laser architecture explored is a configuration with multiple emitters where the beam phase-locking is based on an intracavity spatial frequency filtering and self-organization properties of lasers. The multiple beams are combined only in the far field.

The experimental results show this phasing technique is scalable to high power levels. Moreover, an experimental study demonstrates that this technique have a rapid dynamic phase-locking.

However, a numerical and experimental study show this passive phasing technique can combined only a dozen of beams effectively. So, a new architecture with multiple feedbacks has been proposed. The numerical results are very promising and reveal a very significant contribution of this new architecture.

Keywords : fiber lasers, laser beam combining, coherent combining