

Combinaison cohérente de lasers à fibre

Introduction	12
1.1. Sources lasers à fibre	12
1.1.1. Rappels	12
1.1.1.1. Propagation d'une onde dans une fibre	13
1.1.1.2. Cas du guidage faible	14
1.1.1.3. Qualité de faisceau	15
1.1.1.4. Effets non-linéaires	15
1.1.1.5. Conclusion.....	17
1.1.2. Lasers à fibre de puissance	17
1.1.2.1. Fibre double gaine	17
1.1.2.2. Techniques de montées en puissance	18
1.1.2.3. Lasers à fibre émettant à 1,5 μm	21
1.1.3. Conclusion	21
1.2. Combinaison de faisceaux.....	23
1.2.1. Combinaison incohérente	24
1.2.2. Combinaison cohérente	25
1.2.2.1. Combinaison cohérente passive	25
1.2.2.2. Combinaison cohérente active	26
1.2.3. Conclusion	37
1.3. Etat de l'art à l'Onera	38
1.3.1. Fonctionnement et résultats	38
1.3.2. Déviation et sculpture de faisceaux	41
1.3.3. Mise en phase sur une cible à grande distance	42
1.3.4. Limitations de la technique du marquage en fréquence	43
1.3.5. Conclusion	45
1.4. Critères de qualification de la combinaison cohérente	46
1.4.1. Paramètre M^2	46
1.4.2. Rapport de Strehl	46
1.4.3. Mask Encircled Power (MEP)	47
1.4.4. Beam Propagation Factor (BPF).....	47
1.4.5. Critère d'uniformité	48
1.4.6. Conclusion	48
Conclusion	49
Références	50

Introduction

Dans ce chapitre, après des rappels sur les lasers à fibre, nous présenterons les différentes solutions actuellement étudiées pour augmenter la puissance de sources lasers à fibre tout en conservant une bonne qualité spectrale et spatiale des faisceaux. Nous montrerons cependant que la puissance de ces sources est limitée. Une solution pour dépasser les limites intrinsèques des sources lasers à fibre est alors la combinaison de faisceaux. Cette technique permet de répartir la puissance sur plusieurs lasers avant de les assembler tout en conservant les propriétés spectrales et spatiales des différents lasers. Nous décrivons alors différentes formes de combinaison de faisceaux pour expliquer les motivations du choix qui a été fait à l’Onera de se concentrer sur une technique en particulier : le marquage en fréquence. Nous présenterons alors les principaux résultats déjà obtenus à l’Onera et détaillerons les limites de cette technique. Enfin, nous montrerons que les critères classiquement utilisés en optique sont insuffisants pour qualifier la combinaison cohérente et nous présenterons d’autres critères plus pertinents. Dans la suite de la thèse, nous présenterons alors les solutions envisagées pour dépasser ces limites et étudierons la robustesse de systèmes composés d’un grand nombre d’émetteurs en utilisant ces critères.

1.1. Sources lasers à fibre

1.1.1. Rappels

Un laser à fibre est un laser dont le milieu amplificateur est une fibre optique. Cette fibre est constituée d’une gaine diélectrique d’indice de réfraction n_g et d’un cœur d’indice n_c tel que $n_c > n_g$ afin que la lumière soit guidée dans le cœur de la fibre [1]. Pour rendre cette fibre amplificatrice, son cœur est dopé par des ions terres rares tels que l’erbium (Er^{3+}), l’ytterbium (Yb^{3+}), le néodyme (Nd^{3+}), le thulium (Tm^{3+})... Le choix de cet ion détermine la longueur d’onde d’émission du laser ainsi que la longueur d’onde de pompe. Le gain d’un tel laser dépend de la concentration des dopants, de la longueur de la fibre ainsi que de la puissance de pompe.

Les architectures pour obtenir un effet laser sont les mêmes que dans le cas de lasers à cristaux solides (fig 1.1.). La première méthode est de placer le milieu amplificateur (ici la fibre dopée) dans une cavité fermée aux extrémités par des miroirs dont l’un est partiellement réfléchissant. Dans le cas des fibres, ces miroirs sont généralement des réseaux de Bragg photo-inscrits. La deuxième possibilité est d’utiliser une architecture de type MOPA (Master Oscillator Power Amplifier). Dans cette deuxième architecture, un signal issu d’un oscillateur maître (typiquement une diode laser ou un laser à fibre) va être amplifié successivement dans différents étages d’amplification placés en série. L’avantage de cette structure est de pouvoir répartir le gain désiré sur plusieurs amplificateurs tout en gardant les propriétés de l’oscillateur maître. On sépare donc la partie amplification de la partie qui forme le faisceau pour obtenir un contrôle plus aisé des propriétés de la source.

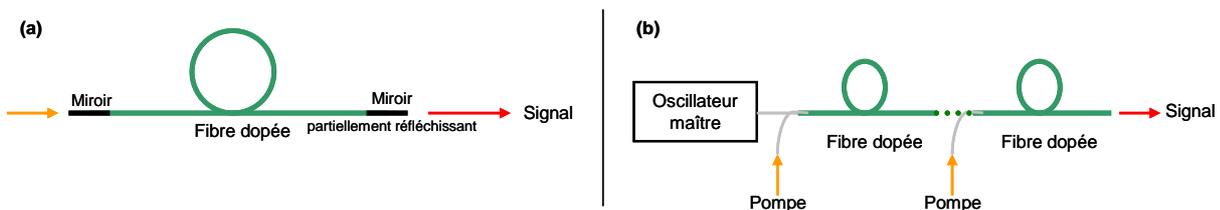


Figure 1.1. : (a) principe d’un laser à fibre et (b) d’une structure MOPA

Les lasers à fibre présentent un grand nombre d’avantages :

- l’élimination d’optiques en espace libre grâce à l’utilisation de composants fibrés (coupleurs, isolateurs, miroirs etc...) augmente la robustesse des systèmes fibrés face aux perturbations extérieures (vibrations par exemple)
- une grande efficacité optique/optique et électrique/optique
- une bonne qualité de faisceau, le faisceau étant confiné dans le cœur de la fibre

Le plus grand désavantage de ce type de source concerne sa montée en puissance. En effet, il est difficile d’obtenir une forte puissance en conservant une bonne qualité de faisceau et une grande finesse spectrale en restant dans une architecture entièrement fibrée. Nous souhaitons donc avoir une source de forte puissance avec une bonne qualité de faisceau mais aussi une source fine spectralement, car c’est une caractéristique importante pour réaliser des interférences et donc de la combinaison cohérente que nous développerons par la suite. La prise en compte de l’ensemble de ces contraintes implique de rechercher un compromis. Nous allons expliquer pourquoi en présentant certaines propriétés des fibres optiques.

1.1.1.1. Propagation d’une onde dans une fibre

En partant des équations de Maxwell qui gouvernent la propagation d’une onde électromagnétique, on peut arriver à l’équation de propagation [1] du champ électrique E dans les coordonnées cylindriques ρ , φ et z :

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 \tilde{E} = 0 \quad (1.1.)$$

avec \tilde{E} la transformée de Fourier du champ électrique E et $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$, et l’indice de réfraction n ayant une valeur différente suivant qu’on se situe dans le cœur (n_c) ou dans la gaine (n_g). Les solutions de cette équation dans une fibre à saut d’indice sont discrètes et correspondent à ce qu’on appelle mode d’une fibre [1]. Le nombre de modes supporté dans une fibre dépend de la fréquence normalisée V défini par :

$$V = k_0 a \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.2.)$$

avec a le rayon du cœur de la fibre. La différence d’indice correspond à un autre paramètre important des fibres optiques : l’ouverture numérique (O.N.) :

$$O.N. = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.3.)$$

Cette ouverture correspond, dans le cadre de l’optique géométrique, au sinus de l’angle maximal θ_{\max} en dessous duquel les photons incidents sur la fibre sont guidés dans le cœur (fig. 1.2.) :

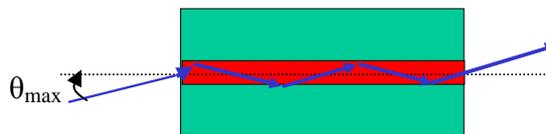


Figure 1.2. : Une fibre optique avec $\sin(\theta_{\max})=O.N.$ En rouge : le cœur de la fibre. En vert : la gaine.

Lorsque $V < 2,405$ un seul mode, le mode fondamental, peut se propager dans la fibre. On dit alors que la fibre est monomode.

La fibre optique ne maintient pas la polarisation des ondes guidées à cause de la biréfringence induite par les contraintes dans la fibre (courbure de la fibre...). Pour maintenir la polarisation, on introduit volontairement une forte biréfringence à l’aide de deux barreaux de contraintes. Ces barreaux imposent une contrainte constante tout au long de la propagation, la fibre est alors à maintien de polarisation (PM). Typiquement, une fibre monomode, pour un laser émettant à 1,5 μm de longueur d’onde, possède un rayon du cœur entre 4 et 5 μm et une ouverture numérique autour de 0,14.

1.1.1.2. Cas du guidage faible

Lorsque la différence d’indice entre le cœur et la gaine est faible, on parle de guidage faible. On peut dans ce cas approximer ces modes de propagation par des modes LP_{lm} avec l l’indice azimutal et m l’indice radial. La figure suivante présente les premiers modes LP :

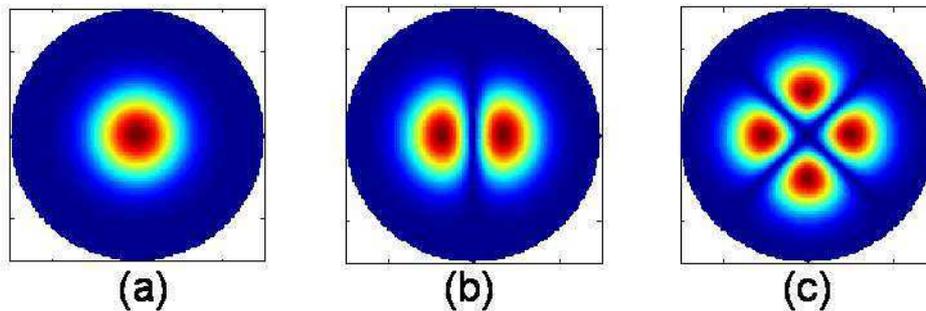


Figure 1.3 : Les premiers modes LP. (a) LP_{01} (b) LP_{11} et (c) LP_{21}

Ces modes LP peuvent s’écrire analytiquement à partir de fonctions de Bessel. Pour le mode LP_{01} , on peut néanmoins faire une approximation par un profil gaussien comme l’a montré Marcuse [2]. Cette approximation est importante pour la suite de cette thèse. En effet, nous nous placerons dans le cas de cette approximation pour nos dispositifs expérimentaux et pour nos simulations. Ce profil a la forme suivante :

$$E(r) = C \times \exp\left(-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right) \quad (1.4.)$$

avec r_0 la largeur à 1/e du mode. Ce paramètre r_0 est approximé à partir de la fréquence normalisée V de la fibre de la manière suivante :

$$\frac{r_0}{a} = 0.65 + \frac{1.619}{V^{3/2}} + \frac{2.879}{V^6} \quad (1.5.)$$

La constante C relie l’amplitude du champ à la puissance optique P_0 de la lumière véhiculée par la fibre :

$$C = \sqrt{\frac{4\eta_0 P_0}{n\pi r_0^2}} \quad (1.6.)$$

avec l’impédance caractéristique du vide $\eta_0=377 \Omega$ et n l’indice du milieu de propagation, ici l’air.

1.1.1.3. Qualité de faisceau

Dans le cas d'une fibre monomode, le faisceau sortant est donc proche d'une onde gaussienne. Cette comparaison du front d'onde à un front d'onde gaussien rend compte de la qualité du faisceau : plus il est proche d'une gaussienne, meilleure est la qualité du faisceau qui est quantifiée par le facteur M^2 . Ce facteur est égal à 1 pour un front d'onde gaussien et augmente avec la détérioration de la qualité de faisceau. On mesure cette détérioration par la divergence du faisceau, car on connaît analytiquement la divergence d'un faisceau gaussien :

$$divergence = M^2 \frac{\lambda}{\pi \omega_0} \quad (1.7.)$$

avec ω_0 le waist du faisceau. Ainsi, il est finalement considéré qu'un faisceau ayant un $M^2 < 1,5$ est de bonne qualité.

La mesure de la qualité de faisceau consiste à mesurer selon l'axe de propagation la taille du faisceau et à comparer cette mesure avec ce qu'on obtiendrait pour un faisceau gaussien. Néanmoins cette manière de mesurer la qualité du faisceau n'est correcte que dans le cas où le faisceau est relativement proche d'un faisceau gaussien. Si ce n'est pas le cas, la mesure du moment d'ordre 2 de la distribution d'intensité est nécessaire.

1.1.1.4. Effets non-linéaires

La réponse de tout matériau diélectrique devient non-linéaire lorsqu'il est soumis à un champ électromagnétique intense. Dans une fibre, le faisceau est confiné dans le cœur de la fibre qui a un diamètre de quelques micromètres. La densité de puissance est alors extrêmement grande. A forte puissance des effets non-linéaires vont alors être observés et peuvent endommager la fibre. On utilise généralement la grandeur d'aire effective du faisceau pour discuter des effets non-linéaires :

$$A_{eff} = \frac{\left(\iint I r dr d\theta \right)^2}{\iint I^2 r dr d\theta} \quad (1.8.)$$

En effet, le seuil d'apparition de ces effets est généralement proportionnel à cette aire. Pour une fibre monomode, par exemple une fibre SMF-28 de la société Corning, à $1,5 \mu\text{m}$, l'aire effective est de $85 \mu\text{m}^2$.

L'effet Kerr :

L'indice de réfraction d'un milieu peut s'écrire de la manière suivante :

$$n = n_0 + n_2 I \quad (1.9.)$$

avec n_0 l'indice de réfraction linéaire, et n_2 l'indice de réfraction non-linéaire. L'indice de réfraction n dépend donc de l'intensité. Pour une fibre en silice, l'indice non-linéaire est de l'ordre de $2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 / \text{W}$. Ce changement d'indice provoque plusieurs effets, en particulier l'auto-modulation de phase qui va élargir spectralement le signal optique. La puissance de seuil de cet effet est proportionnel à :

$$P_{Kerr} \propto \frac{2\pi A_{eff}}{\lambda n_2 L} \quad (1.10.)$$

Mais étant donnée la faible valeur de l'indice de réfraction non-linéaire, cet effet ne sera observé qu'en régime impulsionnel pour des puissances crêtes élevées (typiquement en régime femtoseconde).

Diffusion Raman Stimulée (DRS) :

La réponse non-linéaire d'un milieu est rapide mais pas instantanée, à cause notamment de vibrations des molécules du cristal. Ces vibrations associées à des phonons optiques produit un effet non-linéaire appelé diffusion Raman stimulé. Un photon de l'onde optique incidente peut perdre de l'énergie et se décaler spectralement vers les plus grandes longueurs d'onde. Le seuil d'apparition de cet effet peut être exprimé [1] à partir d'un facteur appelé gain Raman et dépend des propriétés du matériau :

$$P_{DRS} \propto 16 \frac{A_{eff}}{g_{DRS} L} \quad (1.11.)$$

Un coefficient de proportionnalité est utilisé dans cette relation pour prendre en compte la polarisation. Le gain Raman à une valeur typique de $6 \times 10^{-14} m/W$ dans la silice à $1,5 \mu m$ de longueur d'onde et le décalage spectral associé est de l'ordre de la dizaine de terahertz. Pour une fibre SMF-28 de 10 mètres et un faisceau polarisé, $P_{DRS} = 2,2 \text{ kW}$.

Diffusion Brillouin Stimulée (DBS) :

Le signal optique va engendrer une vibration acoustique (phonon) dans la fibre. Les photons, interagissant avec ces phonons, vont être diffusés dans la direction opposée à leur propagation initiale tout en perdant un peu d'énergie (décalage spectral vers les plus grandes longueurs d'onde). Le seuil d'apparition du seuil Brillouin peut également être exprimé par un facteur de gain [1] :

$$P_{DBS} \propto 21 \frac{A_{eff}}{g_{DBS} L} \quad (1.12.)$$

Un coefficient de proportionnalité est utilisé dans cette relation pour prendre en compte la polarisation. Le seuil d'apparition de cet effet dépend de plusieurs paramètres en particulier la finesse spectrale et la longueur d'interaction de l'onde et son milieu. Plus un laser est fin spectralement, plus bas sera le seuil d'apparition Brillouin. Par exemple pour une pompe ayant un spectre de profil lorentzien et de largeur à mi-hauteur $\Delta \nu_{pompe}$, le gain Brillouin est réduit du facteur suivant :

$$g = \frac{\Delta \nu_B}{\Delta \nu_B + \Delta \nu_{pompe}} g_{DBS} \quad (1.13.)$$

avec $\Delta \nu_B$ la largeur à mi-hauteur du gain Brillouin généralement de l'ordre de 50 MHz.

Sa valeur typique pour la silice à $1,5 \mu m$ si $\Delta \nu_B \gg \Delta \nu_{pompe}$ est de l'ordre de $5 \times 10^{-11} m/W$ et le décalage spectral associé est de l'ordre de la dizaine de gigahertz. Pour une fibre SMF-28 de 10 mètres et un faisceau polarisé, $P_{DBS} = 3,5 \text{ W}$.

De tous ces effets non-linéaires, l'effet de la DBS est largement l'effet non-linéaire dominant en régime continu.

1.1.1.5. Conclusion

Pour repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires, différentes solutions sont donc possible. On peut augmenter le diamètre du cœur pour diminuer la densité de puissance dans le cœur de la fibre, c'est-à-dire qu'on augmente son aire effective. Mais, afin la fréquence normalisée ne dépasse pas la valeur critique de 2,405, on doit donc, parallèlement à l'augmentation du diamètre du cœur, diminuer l'ouverture numérique de la fibre donc diminuer la différence d'indice entre le cœur et la gaine. On peut également accroître la largeur spectrale de la source. Or, nous voulons des sources fines spectralement. Il faut donc modifier le profil du guide d'onde pour permettre d'avoir plus de puissance en conservant une bonne qualité de faisceau.

La structure du guide d'onde n'est d'ailleurs pas la seule piste envisagée pour répondre au besoin de l'augmentation de puissance. Nous allons donc présenter les différentes techniques de montée en puissance qui existent actuellement.

1.1.2. Lasers à fibre de puissance

1.1.2.1. Fibre double gaine

Tout d'abord, pour l'amplification d'un laser à fibre, les fibres à simple gaine ont été rapidement délaissées au profit d'une fibre double gaine (figure 1.4.). En effet l'augmentation de la puissance des diodes de pompe s'accompagne d'un accroissement de son étendue géométrique. Ceci est incompatible avec un couplage sans perte dans une fibre monomode. De plus, les diodes de pompes monomodes ont des puissances trop faibles.

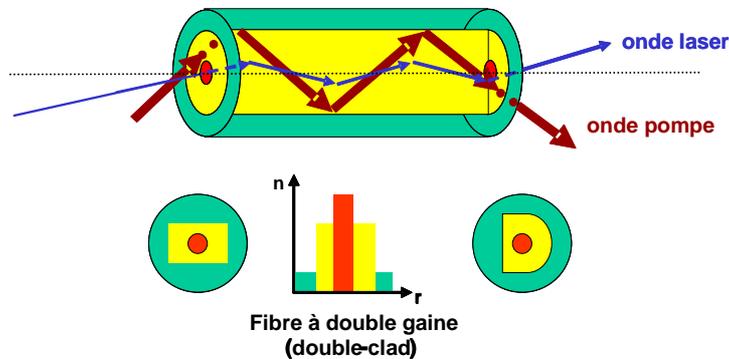


Figure 1.4. : Fibre amplificatrice à double gaine

Ici, la fibre se compose de 3 partie : le cœur d'indice n_c , une première gaine d'indice n_{g1} et une deuxième gaine d'indice n_{g2} , avec $n_{g2} < n_{g1} < n_c$. Les indices (et donc l'ouverture numérique) et le rayon du cœur sont tels que cette fibre est monomode pour le faisceau ayant la longueur d'onde d'émission laser. La première gaine (en jaune sur la figure) correspond à un cœur mais pour la pompe. Cette première gaine est un guide multimode pour la pompe et permet ainsi d'utiliser des diodes de plus fortes puissances. Afin d'éviter que seules des modes hélicoïdaux de la pompe ne se propagent (et n'interagissent pas avec le cœur dopé), cette première gaine n'a pas un profil circulaire (fig. 1.4.).

1.1.2.2. Techniques de montées en puissance

Afin de conserver une bonne qualité spatiale et spectrale des faisceaux tout en augmentant la puissance, différents axes de recherches sont conduits pour repousser le seuil d’apparition de l’effet Brillouin stimulé, le seuil de dommage et la suppression des instabilités modales. Une bonne revue de ces recherches peut être trouvée dans Wagner *et al.* [3] et Richardson *et al.* [4] :

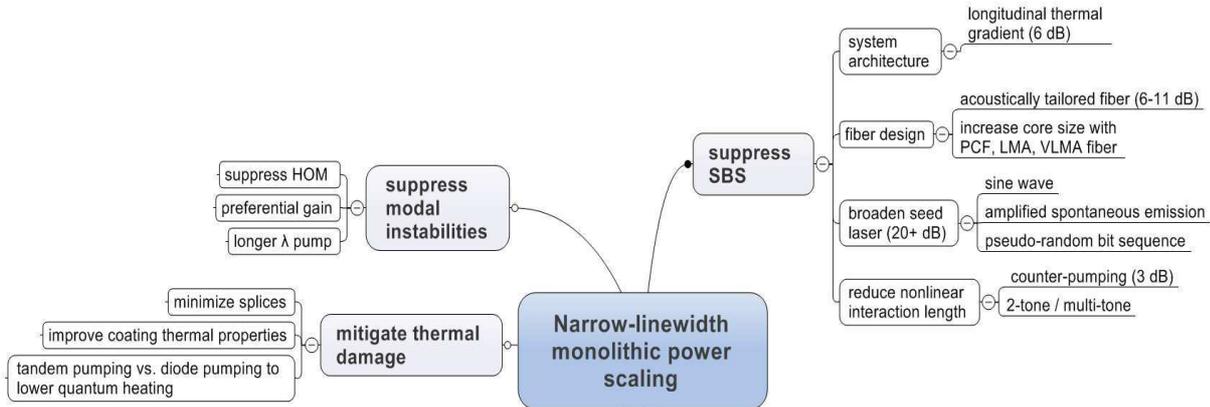


Figure 1.5. : Les différents axes de recherche pour augmenter la puissance d’un laser à fibre de faible finesse spectrale et monomode [3]

Ces différentes études se concentrent sur les lasers à fibre dopés Ytterbium émettant autour de 1 μm . Ce sont avec ces lasers que les records de puissance ont été établis.

Lorsque la puissance devient trop forte, il peut arriver que la propagation de certains modes d’ordre supérieur devienne privilégiée, et ce n’est plus le mode fondamental qui se propage dans la fibre. Cet effet est discuté par Eidam *et al.* [5] et des solutions pour limiter cet effet sont proposées.

En ce qui concerne l’augmentation du seuil d’apparition de l’effet Brillouin, plusieurs solutions sont proposées.

- L’introduction d’un gradient thermal sur la fibre [6] ou une modification de la concentration de dopants dans le cœur de la fibre change la propagation des ondes acoustiques responsables de l’effet Brillouin stimulé [7].
- L’utilisation de fibres chirales [8] introduit des pertes importantes pour les modes d’ordre supérieurs, par l’introduction d’un cœur satellite s’enroulant autour du vrai cœur de la fibre (fig. 1.6.). On peut également courber la fibre pour introduire des pertes pour les modes d’ordre supérieurs.

Chapitre 1 – Combinaison cohérente de lasers à fibre : état de l'art

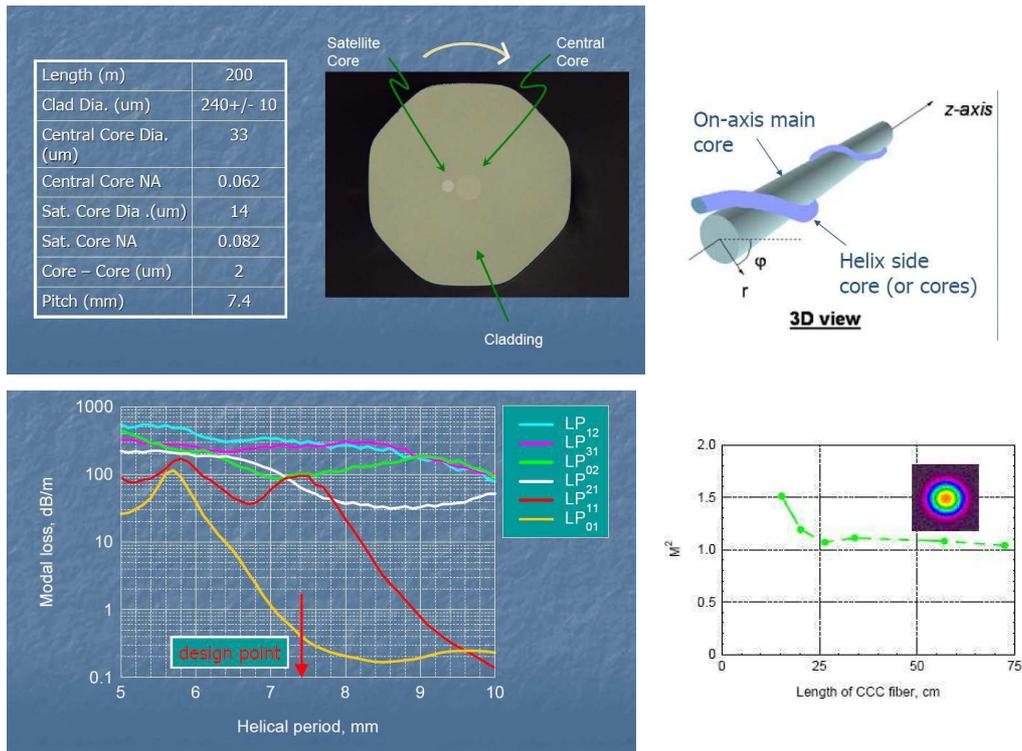


Figure 1.6. : Principe et résultats expérimentaux d'une fibre chirale [8]

- L'utilisation de fibres microstructurées, LMA ou VLMA [9-11] repose sur l'augmentation de la taille du cœur tout en diminuant l'ouverture numérique. Dans [11], le cœur a un diamètre de 135 μm , c'est-à-dire 15 fois plus grand qu'une fibre SMF-28 classique. L'aire effective est alors d'autant plus grande, ce qui permet de repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires. Pour les fibres microstructurées, apparues récemment, on diminue la différence d'indice entre le cœur et la gaine par l'introduction de trous d'air dans la gaine (fig. 1.7.).

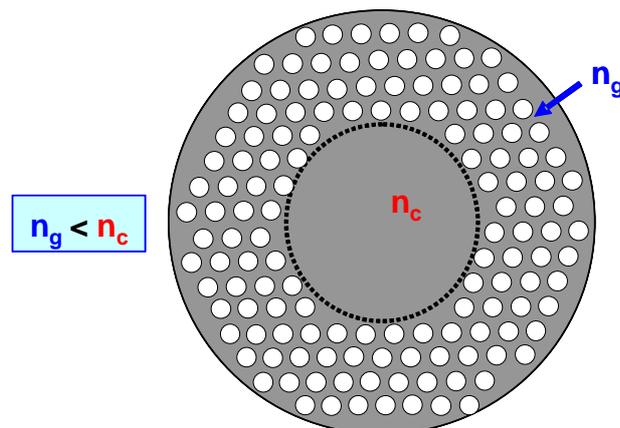


Figure 1.7. : Principe d'une fibre microstructurée air-silice

Les trous d'air (d'indice de réfraction égale à 1) réduisent artificiellement l'indice de réfraction de la silice (d'indice 1,45). On parle alors d'un indice effectif pour la gaine, car ce n'est pas l'indice du matériau, mais l'indice vu par un faisceau se propageant dans la fibre. Ainsi des ouvertures numériques faibles peuvent être atteintes.

Un autre type de fibre microstructurée fonctionne sans guidage par différence d'indice. Ce sont les fibres à bande photonique interdite où le guidage se fait par résonance transverse, ce qui interdit la transmission du signal dans une direction perpendiculaire à l'axe optique (fig. 1.8.). Les fibres peuvent être à cœur plein, i.e. en silice, ou à cœur creux, i.e. un trou d'air [12].

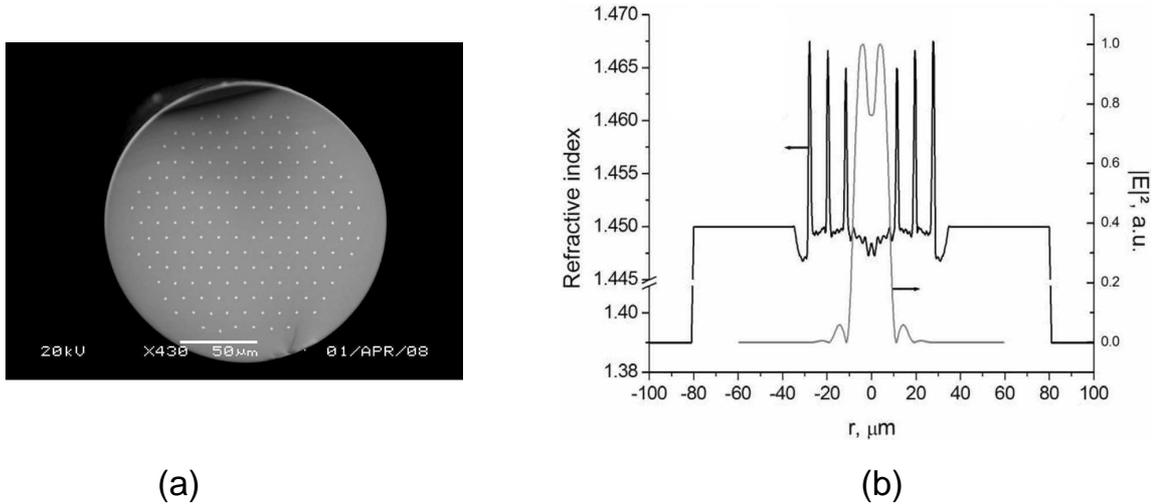


Figure 1.8. : (a) Fibre à bande photonique interdite à deux dimensions et (b) simulation du profil d'indice de la fibre et du mode obtenue [12]

- L'augmentation de la largeur spectrale de l'oscillateur maître [13] est aussi une piste envisagée mais elle est moins intéressante pour la combinaison de faisceaux.
- La réduction de la longueur d'interaction non-linéaire par pompage contra-propagatif ou multi-couleur [14] permet également d'augmenter le seuil Brillouin.
- Pour éviter des dommages d'origine thermique à cause d'un pompage trop fort, on notera en particulier l'utilisation d'un pompage « tandem » [15, 16]. Cette technique consiste à pomper le milieu actif avec des longueurs d'onde plus grandes. Dans [16], les diodes pompent un premier laser à disque émettant à 1030 nm, qui sert à pomper un laser à fibre dopé Ytterbium émettant à 1071 nm. On utilise donc une longueur d'onde de pompe plus grande pour limiter les dommages d'origine thermique (le défaut quantique devient plus faible). L'absorption de l'Ytterbium à 1030 nm est par contre moins importante qu'à 975 nm. Il faut donc le compenser en augmentant soit la concentration en dopant, soit la longueur de la fibre active, même si la pompe à 1030 nm est alors monomode.

Au-delà de ces problématiques physiques, on se heurte également à des problèmes technologiques pour la fabrication d'éléments résistant à des fortes puissances, en particulier des isolateurs fibrés protégeant les diodes de pompe [17].

1.1.2.3. Lasers à fibre émettants à 1,5 μm

Nous avons jusqu’à présent présenté des lasers à fibre dopés Ytterbium émettant autour de 1 μm . Pour les applications de l’Onera, en particulier les Lidars, une émission à 1,5 μm est plus intéressante. En effet, cette longueur d’onde est dite « eye-safe » : à 1,5 μm , le seuil d’endommagement de l’œil est plus élevé qu’à 1 μm . On peut donc utiliser des systèmes laser opérant à cette longueur d’onde avec moins de risques. De plus, la transmission de l’atmosphère est meilleure à 1,5 μm .

Cette émission à 1,5 μm est réalisée par un dopage Erbium ou un codopage Erbium/Ytterbium, mais les puissances atteignables sont très en deçà des puissances atteignables avec de l’Ytterbium (fig. 1.9.). Deux principales raisons expliquent cela [4]. La première raison provient d’un défaut quantique plus important dans l’Erbium. En effet, dans un codopage Er/Yb, on doit pomper dans la bande 910-980 nm pour émettre autour de 1,5 μm , alors qu’on pompe autour de la même longueur d’onde pour l’Ytterbium seul pour finalement émettre autour de 1 μm . En conséquence, les effets d’origine thermique apparaissent à des niveaux de puissances bien plus faibles dans des fibres dopées Erbium. D’autre part, il peut y avoir une désexcitation radiative des ions Yb, plutôt qu’un transfert d’énergie de ces ions vers l’Er. Un effet laser à 1 μm est alors observé. Une solution serait de pomper une fibre dopée uniquement Erbium à une longueur d’onde un peu supérieure à la longueur d’onde d’émission (par exemple pomper autour de 1,45 μm). Ici, un pompage tandem pourrait également être envisagé pour dépasser les limites actuelles [4].

1.1.3. Conclusion

La puissance d’un laser à fibre monomode, fin spectralement est donc limitée malgré tous ces récents progrès. La figure suivante (fig. 1.9.) présente l’évolution des puissances de ces sources au cours des dernières années.

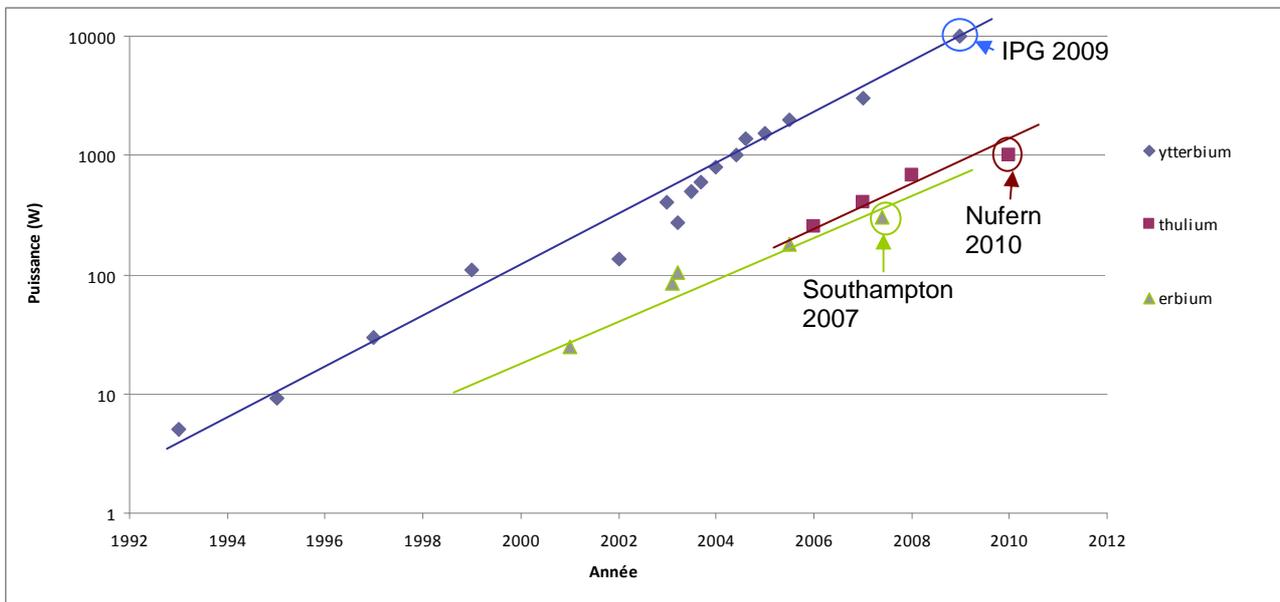


Figure 1.9.: Evolution de la puissance des lasers à fibres

La limite actuelle est de 300 W pour un laser à fibre Erbium et de 10 kW pour l’Ytterbium. On observe l’évolution récente des fibres dopées Thulium, qui sont également « eye-safe » (car émettant à 2 μm), dont la courbe de progression est rapide. Ces lasers à fibre dopée Thulium n’ont

pas encore la maturité des lasers Ytterbium ou Erbium (particulièrement pour les composants fibrés à 2 μm), mais leur évolution est à suivre avec intérêt.

Par contre, on est encore loin de la puissance requise pour la réalisation de source laser de très forte énergie. Ainsi, l'Air Force Research Laboratory estime avoir besoin d'une source de 100 kW pour ces applications militaires [3]. De plus, une étude [18] estime par ailleurs que le maximum atteignable serait de 36 kW pour un laser à fibre dopée Ytterbium monomode. Cette limite est très inférieure pour une fibre dopée Erbium. Pour atteindre des puissances encore plus fortes, il reste une solution : la combinaison de faisceaux.

1.2. Combinaison de faisceaux

La puissance d’un laser à fibre est donc limitée. La combinaison de plusieurs faisceaux lasers apparaît alors comme étant une solution réaliste pour atteindre des puissances bien supérieures à celle d’un seul laser. Deux grandes familles de combinaison de faisceaux existent actuellement avec différentes techniques dans chacune de ces familles (fig. 1.10.).

La première est l’addition incohérente dont la principale technique est la combinaison spectrale. Elle consiste à superposer via un élément dispersif (prisme, réseau...) des faisceaux émis par des lasers opérant à des longueurs d’onde différentes. Dans cette famille, on veille à ce que les faisceaux se superposent sans interférer et la luminance de ces sources est simplement la somme des luminances de chaque source individuelle.

La deuxième est la combinaison cohérente. Dans cette famille, on veille à ce que les faisceaux puissent interférer constructivement entre eux lors de la superposition. Ici ce sont les amplitudes des ondes qui seront sommées entre elles plutôt que les luminances. Le contrôle de la phase de chacune des sources est essentiel pour établir des interférences constructives entre les sources, ce contrôle pouvant se faire de manière active ou passive.

Une bonne revue de ces recherches peut également être trouvé dans [3, 4].

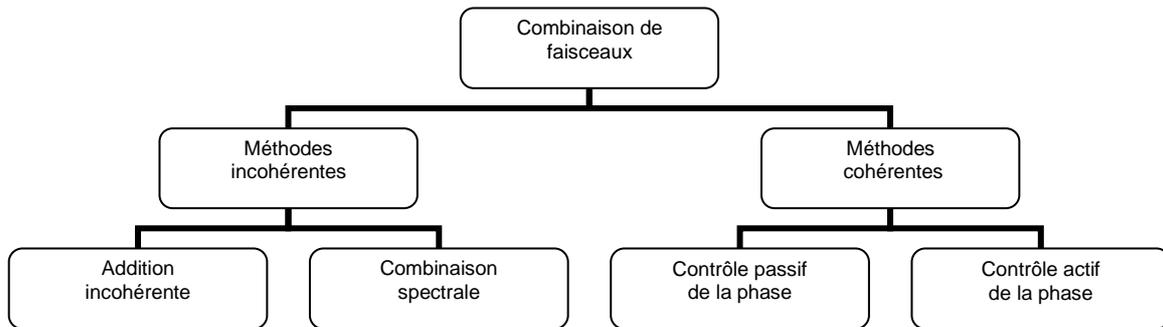


Figure 1.10. : Les deux familles de combinaison de faisceaux

Un critère pour juger toutes les formes de combinaisons est le nombre de faisceaux qui peuvent être combinées, ce qui détermine finalement la puissance totale de la source. Mais il est aussi déterminant d’évaluer avec quelle efficacité cette combinaison s’effectue, c’est-à-dire le rapport entre la puissance de la source combinée et la somme des puissances de chaque faisceau pris individuellement.

Avec une description des principales techniques de combinaison, nous verrons alors l’intérêt de la combinaison cohérente par contrôle actif de la phase. Puis pour juger les différentes manières de contrôler cette phase, nous verrons que d’autres critères vont intervenir.

1.2.1. Combinaison incohérente

La manière la plus simple de réaliser la combinaison de faisceaux consiste à superposer plusieurs faisceaux laser sans contrôle de la longueur d'onde ou de la polarisation : il s'agit d'une simple addition incohérente, la superposition des faisceaux s'effectuant sur une cible en champ lointain. Utilisant cette technique le Naval Research Laboratory [19] a démontré la combinaison incohérente de 4 faisceaux lasers, sur cible lointaine de 10 cm de rayon placée à 1,2 km. La puissance totale combinée est de 3 kW avec une efficacité de combinaison de 90%.

La combinaison spectrale consiste à superposer N faisceaux dont les spectres optiques sont disjoints via un élément dispersif. La figure suivante (figure 1.11.) montre la configuration d'une telle superposition avec laquelle l'université de Jena [20] a obtenue une puissance de 8,2 kW. Mais la qualité de faisceau est plutôt mauvaise. D'ailleurs à 7,3 kW, la qualité de faisceau est de $M^2 \sim 4,3$, alors qu'en diminuant la puissance à 2,3 kW, la qualité de faisceau est bien meilleure avec une qualité de faisceau $M^2 < 1,5$. On peut alors supposer que la chaleur engendrée par les faisceaux déforme le réseau (par exemple le pas du réseau), même si les auteurs de [20] estiment que la qualité de faisceaux se dégrade à cause d'instabilités modales. Dans cette forme de combinaison, l'élément dispersif doit supporter toute la puissance. On estime alors que les réseaux utilisés ne pourront pas supporter la centaine de kilowatt de puissance. D'autres contraintes comme la complexité de l'alignement et le choix des longueurs d'onde limitent également cette technique. Le pas du réseau ainsi que la distance minimale entre deux voies et la focalisation utilisée impliquent d'avoir un écart angulaire minimal entre deux longueurs d'onde voisines.

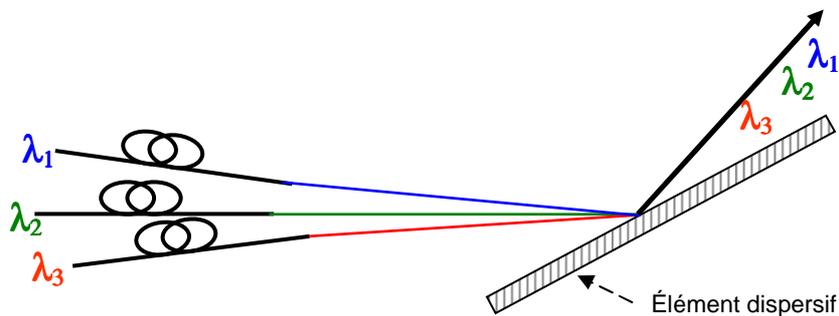


Figure 1.11. : Schéma de principe de la combinaison incohérente.

Ces limitations concernant la puissance de ce type de source font que nous n'adopterons pas cette forme de combinaison.

1.2.2. Combinaison cohérente

Dans la combinaison cohérente, le contrôle de la phase de chaque onde émise est essentiel pour obtenir des interférences constructives entre les émetteurs, c’est pourquoi des sources fines spectralement sont nécessaires. Ce contrôle peut se faire de manière passive ou active. De plus, dans cette combinaison on peut superposer spatialement les faisceaux à l’aide d’un combineur de faisceaux (configuration monopupillaire) ou laisser les faisceaux interférer en espace libre (configuration multipupillaire).

1.2.2.1. Combinaison cohérente passive

Dans la combinaison cohérente par contrôle passif de la phase, les différents émetteurs sont couplés entre eux par exemple comme sur un interféromètre de Michelson figure 1.12.

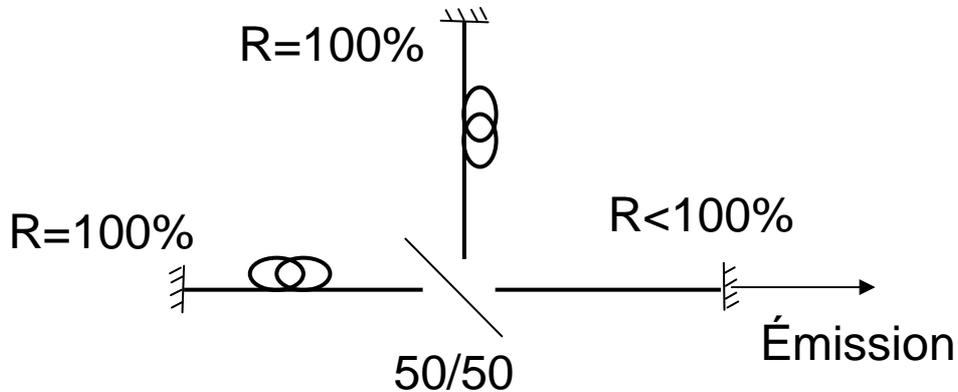


Figure 1.12. : Couplage par cavité Michelson. Le miroir dont la réflectivité est inférieure à 100% est commun aux deux milieux à gain.

De cette manière, il n’y a qu’une seule cavité, encore appelée « super-cavité ». Ainsi, un effet laser est observé et les modes de cette super-cavité sont les modes communs à tous les différents émetteurs, encore appelée « super-mode ».

En utilisant un interféromètre de Mach-Zender (et non de Michelson), le laboratoire XLIM [21] a ainsi combiné 4 fibres (fig. 1.13.).

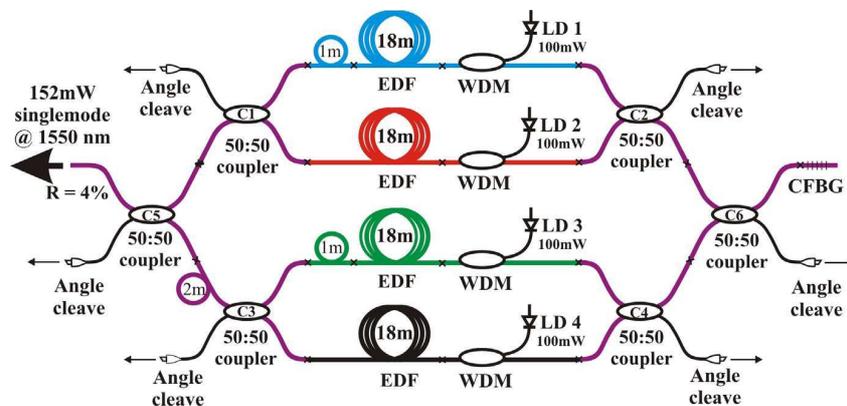


Fig. 1.13. : Dispositif expérimental de la combinaison cohérente par couplage interférométrique [21]

Cette technique a également été utilisée à l’Institut for laser science de Tokyo [22] (fig. 1.14.) où la combinaison passive de 8 lasers à été réalisée.

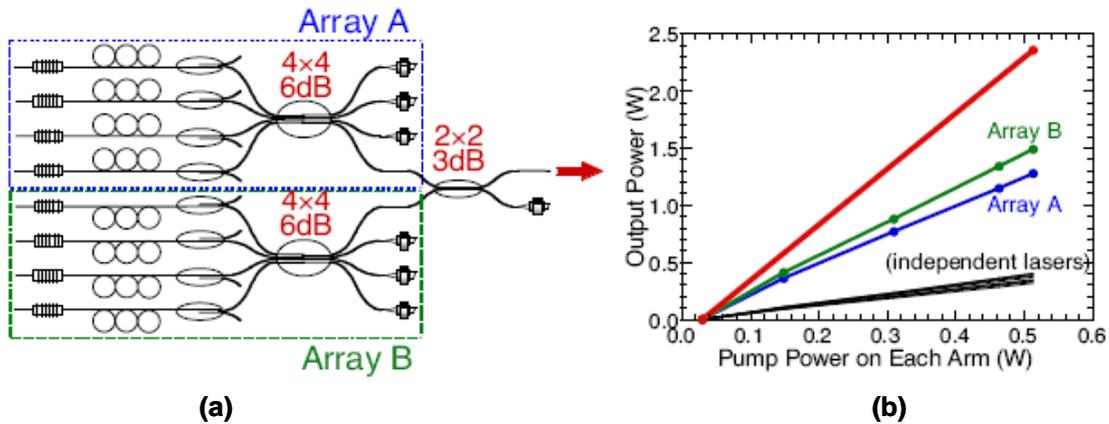


Figure 1.14. : (a) Dispositif expérimental et (b) puissances obtenues pour la combinaison de 8 fibres [22]

Il est à noter que l’efficacité de combinaison décroît avec le nombre de fibres : elle était de ~95% pour 4 fibres puis de 81,6% pour 8 voies. Cette décroissance s’explique de la manière suivante : les longueurs de chacune des voies sont différentes, ainsi plus le nombre de voies augmente et moins il y a de modes communs [23]. De plus ces modes communs ne sont pas forcément à la fréquence où le gain de la super-cavité est maximal. Bien que cette architecture repose sur une grande simplicité, puisqu’elle ne recommande aucun contrôle externe, le nombre de voies qui peuvent être mise en phase est limité et donc la puissance sera limitée.

Dans cette combinaison passive nous n’avons pas discuté de la possibilité de l’utiliser en configuration multipupillaire, car ce nombre de voies limité à cause des modes communs de la super-cavité est propre à la combinaison cohérente passive dans toutes les configurations.

1.2.2.2. Combinaison cohérente active

Nous allons à présent étudier les principales architectures utilisées pour contrôler activement la phase de chaque émetteur. Ce contrôle s’effectue avec une boucle d’asservissement qui doit corriger les variations de phase en temps réel pour maintenir des interférences constructives entre les voies. Ainsi la bande passante du système d’asservissement est un critère important du système.

Nous nous concentrerons sur l’approche multipupillaire et nous présenterons d’abord les avantages d’une telle configuration. Nous expliquerons ensuite l’importance du bruit de phase et quelle bande passante est nécessaire pour le système d’asservissement. Puis nous présenterons les principales techniques de combinaison par contrôle actif de la phase.

1.2.2.2.1. Avantages d’une configuration multipupillaire

Dans cette configuration, le signal issu d’un oscillateur maître est séparé en plusieurs voies. Chaque voie est ensuite amplifiée séparément. La recombinaison des voies s’effectue en espace libre, les ondes interférant entre elles. Le schéma de principe est présenté sur la figure 1.15. :

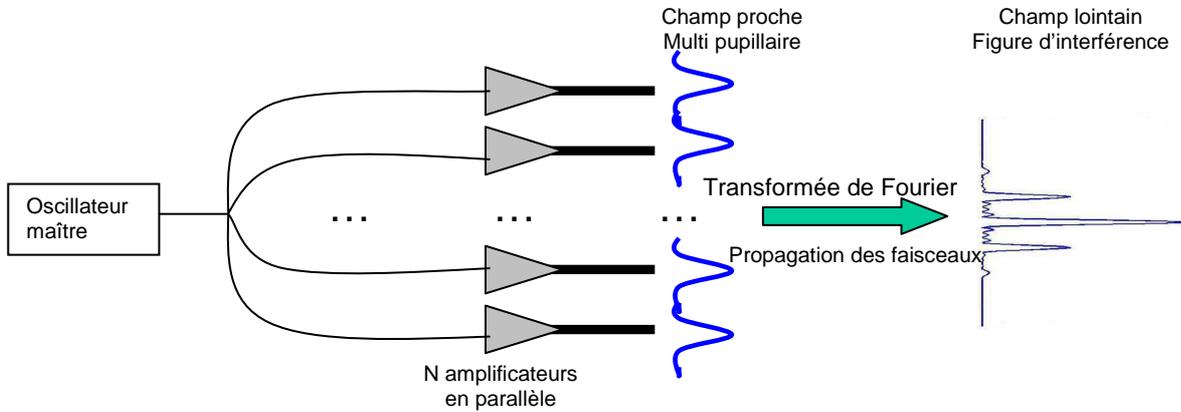


Figure 1.15. : Schéma de principe de la combinaison cohérente en configuration multipupillaire

Tout d’abord, il n’y a pas d’élément qui superpose les faisceaux et qui doit supporter toute la puissance de la source. Il n’y a donc pas la limite correspondante à la tenue au flux d’un élément combineur de faisceaux.

La puissance est ici répartie sur plusieurs lobes d’interférences. Mais, l’intensité sur l’axe augmente quadratiquement avec le nombre de sources mise en phase et non linéairement. A titre de comparaison, la figure suivante (figure 1.16.) présente la différence de l’intensité en champ lointain pour 4 émetteurs en configuration multipupillaire dans le cas cohérent et incohérent :

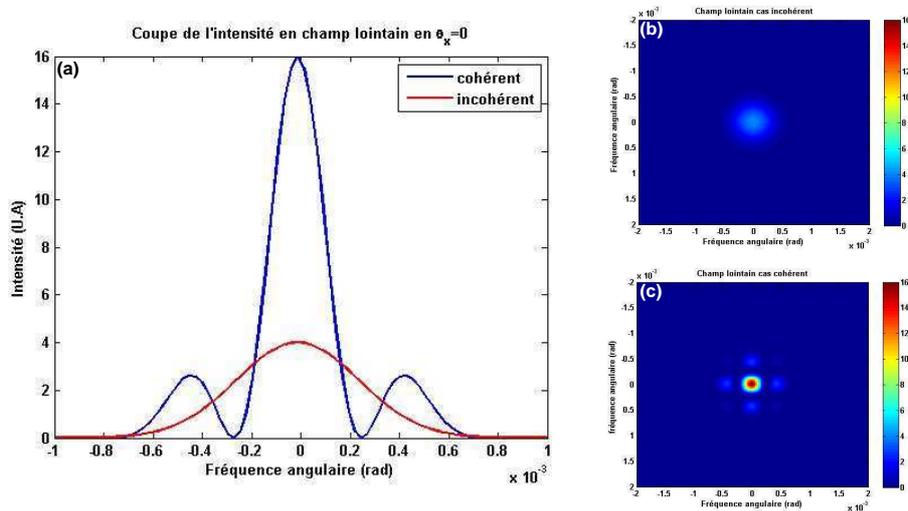


Figure 1.16. : Comparaison de l’intensité en champ lointain pour 4 fibres disposées en carré entre le cas incohérent ((a) rouge et (b)) et cohérent ((a) bleu et (c)) [24]

De même, il est plus judicieux d’augmenter le nombre d’émetteurs dans ce type de configuration plutôt que de garder un nombre de fibres constant et d’accroître la puissance individuelle de chaque fibre. En effet, la densité de puissance dans le lobe central a une dépendance quadratique avec le nombre de fibres combinées alors qu’elle a une dépendance simplement linéaire dans l’autre cas. La figure suivante (figure 1.17.) montre l’évolution de la densité de puissance dans le lobe central d’interférence en fonction de la puissance totale de la source dans deux cas de

figures : lorsqu’on augmente le nombre de fibres en maintenant une puissance de 1 W sur chaque fibre et lorsqu’on accroît la puissance dans chacune des fibres en maintenant le nombre de fibres égale à 4.

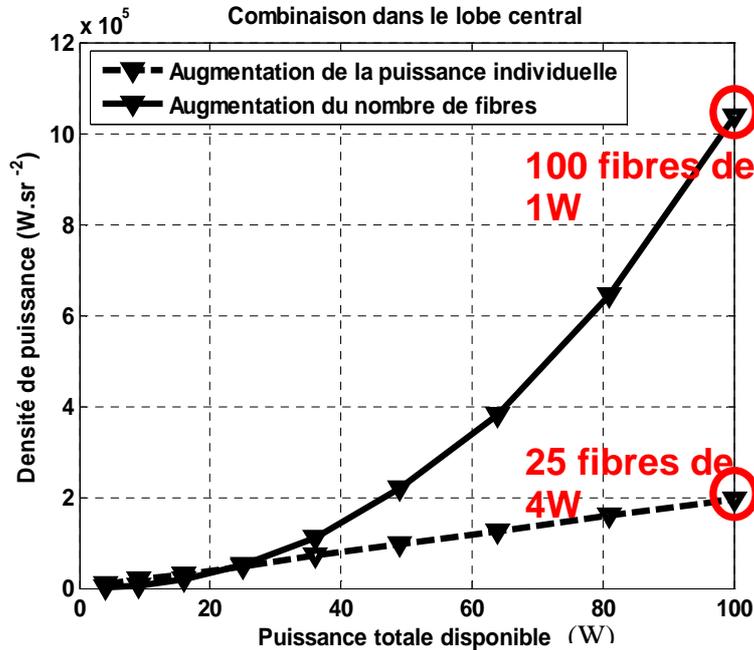


Figure 1.17. : Evolution de la densité de puissance dans le lobe central d’interférence en fonction de la puissance totale disponible lorsqu’on augmente le nombre d’émetteurs et lorsqu’on augmente la puissance de chaque fibre individuellement (la distance entre fibres étant la même) [24]

La combinaison cohérente en configuration multipupillaire présente de grands avantages en termes de densité de puissance. L’accroissement du nombre de fibres doit donc être privilégiée devant l’augmentation de puissance d’une source seule.

Le choix de la méthode de collimation est, dans cette configuration, un facteur déterminant de la qualité de la combinaison. En effet, la puissance de la source n’est pas concentrée en un seul faisceau mais répartie sur plusieurs lobes. Pour limiter la puissance dans les lobes secondaires, il faut que les fibres soient le plus près possible les unes des autres. Autrement dit, il faut densifier au maximum la pupille de sortie du système. Ceci peut être réalisé par l’utilisation d’un V-groove qui est un système de cannelures en V (fig. 1.18. (a)). La fabrication de matrice à 2-dimensions dans laquelle placer les fibres est également possible (fig. 1.18. (c)).

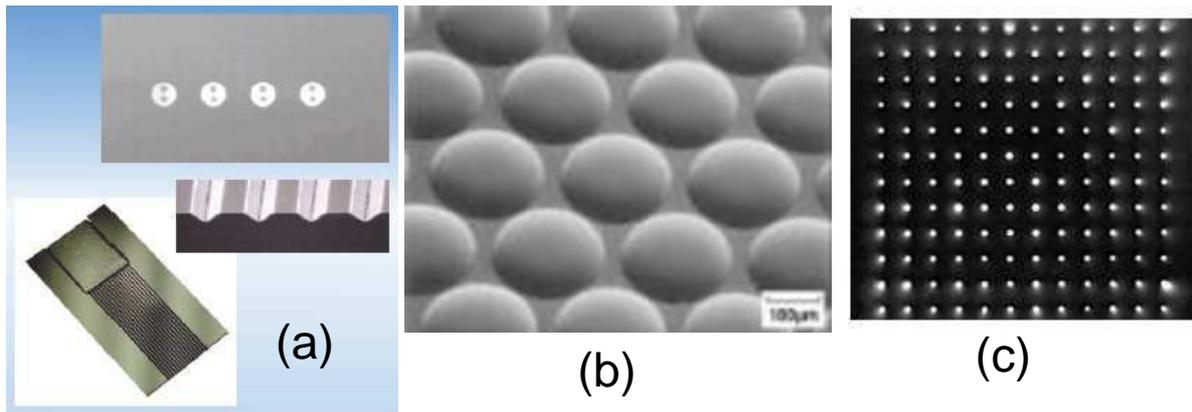


Figure 1.18. : (a) V-groove [25] (b) matrice de microlentilles [26] et (c) matrice de 12x12 fibres [27]

On peut alors collimater les faisceaux en sortie à l'aide d'une matrice de microlentilles (fig. 1.18. (b)). Selon la focale des lentilles, on obtient alors une pupille de sortie plus ou moins densifiée.

Le contrôle de la phase de chaque émetteur associé à cette configuration multipupillaire permet alors de compenser de la turbulence atmosphérique présente sur le trajet de la lumière jusqu'à la cible. Notre travail de recherche consiste à développer des sources devant être à terme utilisées en dehors d'un cadre totalement contrôlé, c'est-à-dire en présence de turbulence atmosphérique. Il faut alors choisir des différences de phase non nulles en sortie des émetteurs pour précompenser les effets de la turbulence atmosphérique (figure 1.19.).

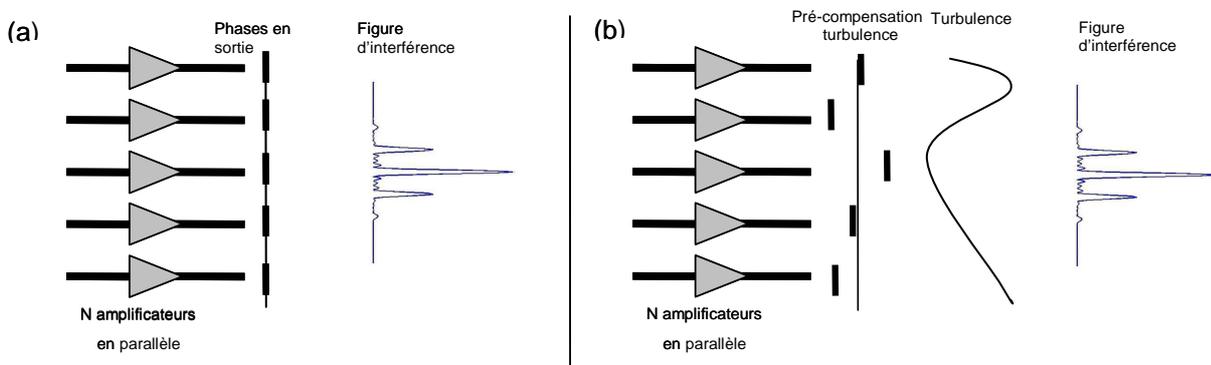


Figure 1.19. : Représentation schématique des phases en sorties pour maintenir des interférences constructives entre émetteurs lorsque (a) il n'y a pas de turbulence et (b) lorsqu'on précompense la turbulence pour conserver des interférences constructives en champ lointain

Cette précompensation ne peut qu'être réalisée par contrôle actif de la phase en configuration multipupillaire. C'est donc cette configuration que nous retiendrons.

1.2.2.2.2. Bruit de phase

Pour comprendre l’importance de cette bande passante, il faut d’abord étudier le bruit de phase d’un amplificateur. Cette mesure de bruit de phase a déjà été réalisée à l’Onera [28] sur un amplificateur dopée ytterbium. La mesure est réalisée à l’aide d’un interféromètre de Mach-Zender (fig 1.20.).

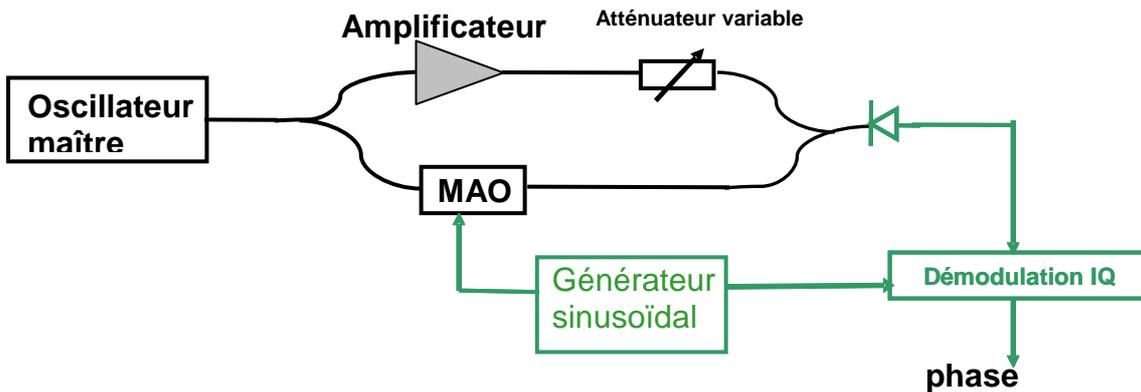


Figure 1.20. : Dispositif expérimental de la mesure du bruit de phase dans un amplificateur

Dans ce montage, le signal ici d’un oscillateur maître est séparé en deux voies. Une voie est amplifiée tandis que l’autre est modulée à l’aide d’un modulateur acousto-optique. Les deux voies sont ensuite recombinées. Un détecteur mesure le signal d’interférence, et par une démodulation IQ (I pour In phase et Q pour in Quadrature) permet de remonter au sinus et au cosinus du déphasage pour finalement permettre de calculer la phase.

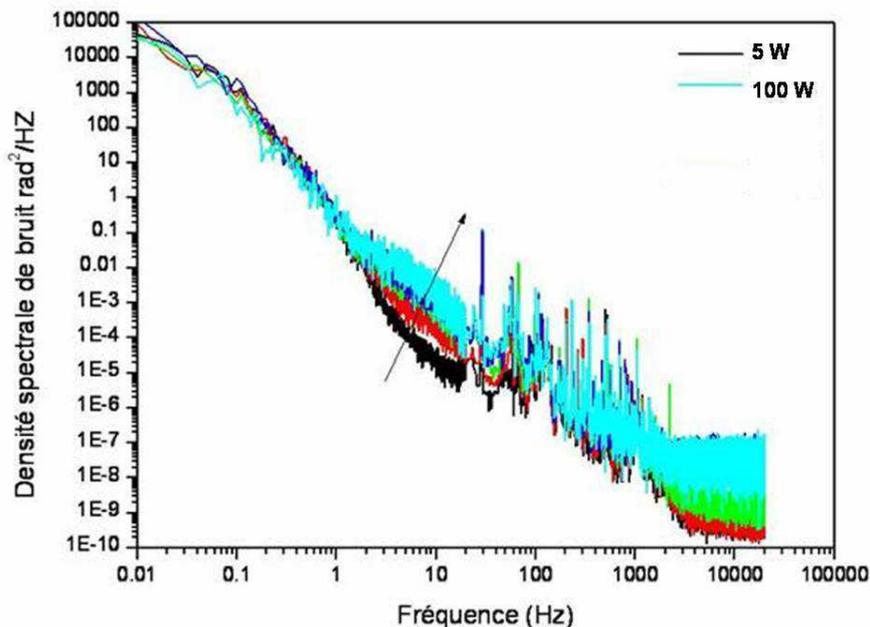


Figure 1.21. : Mesure expérimentale de la densité spectrale du bruit de phase d’un amplificateur Yb à maintien de polarisation de 5 à 100 Watts [28]

Ce spectre est obtenu dans un amplificateur dopée Ytterbium, mais le spectre de bruit de phase (fig. 1.21.) obtenu est le même dans l'erbium. La majorité du bruit de phase provient des basses fréquences. Même en augmentant la puissance, il n'y a que peu de bruit de phase qui est rajouté (entre 1 et 100 Hz sur la figure). Il faut donc pouvoir corriger les variations de phase jusqu'à la centaine de hertz voire le kilohertz. Une bande passante de quelques kilohertz sera alors suffisante pour pouvoir faire de la combinaison cohérente.

Nous allons maintenant détailler les principales techniques permettant de contrôler cette phase. Nous les jugerons sur le nombre de fibres qui peuvent potentiellement être mise en phase, la bande passante du système d'asservissement et sur la possibilité de précompenser la turbulence atmosphérique.

1.2.2.2.3. Marquage optique

Cette technique consiste à mesurer le déphasage entre chaque faisceau et un faisceau de référence, également issu de l'oscillateur maître, mais qui ne participe pas à la combinaison (fig. 1.22.).

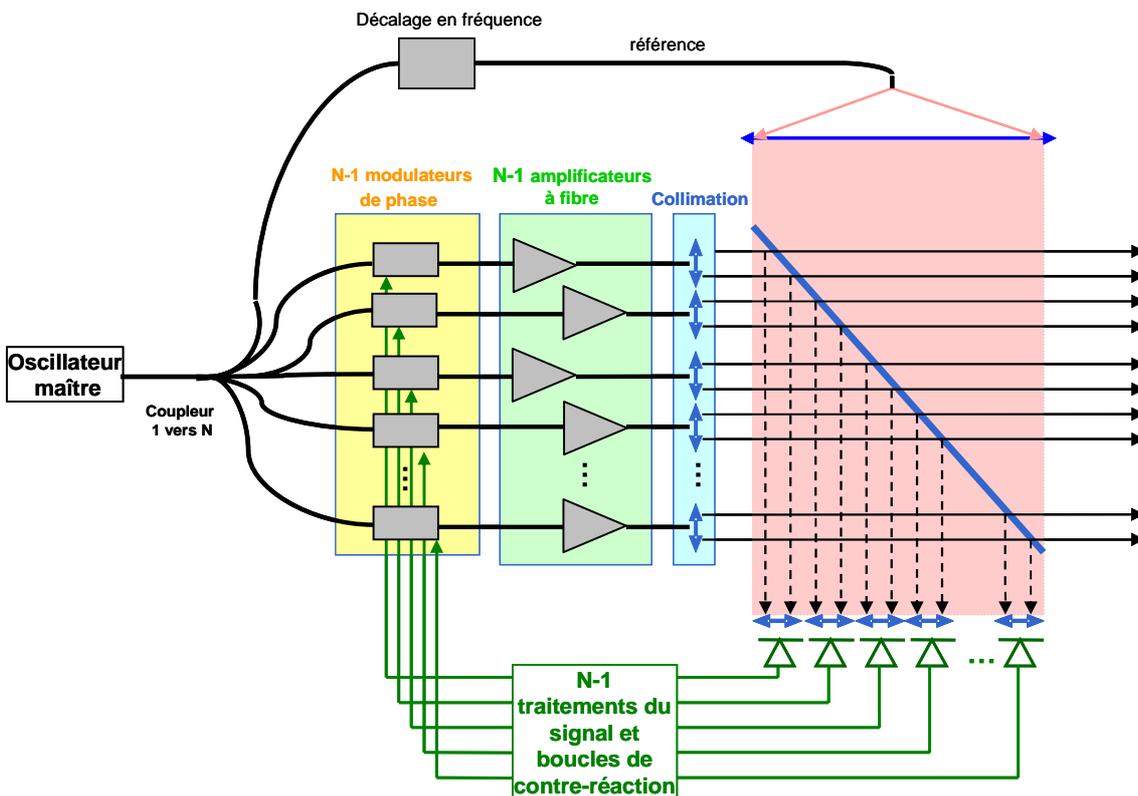


Figure 1.22. : Principe de la combinaison cohérente par marquage optique

Le signal issu d'un oscillateur maître est séparé en N voies. $N-1$ voies sont amplifiées et participent à la combinaison. La voie qui ne participe pas à la combinaison sert de référence et est en général décalée en fréquence à l'aide d'un modulateur acousto-optique. Une partie du faisceau global est séparée spatialement et va interférer avec la voie de référence. On obtient alors $N-1$ signaux d'interférences qui sont reçus par $N-1$ détecteurs. Les signaux électriques de ces détecteurs sont alors amenés vers $N-1$ boucles de contre-réaction. Ces boucles vont alors agir sur la phase des $N-1$ voies pour minimiser le déphasage entre la référence et la voie considérée. Le record de voie mise en phase par cette technique est détenu par le MIT Lincoln Laboratory [29] avec la mise en phase

de 48 fibres passives (figure 1.23.). Une caméra CCD visualise alors les 48 figures d’interférence en champ proche qui vont servir à corriger les déphasages entre les voies et la référence.

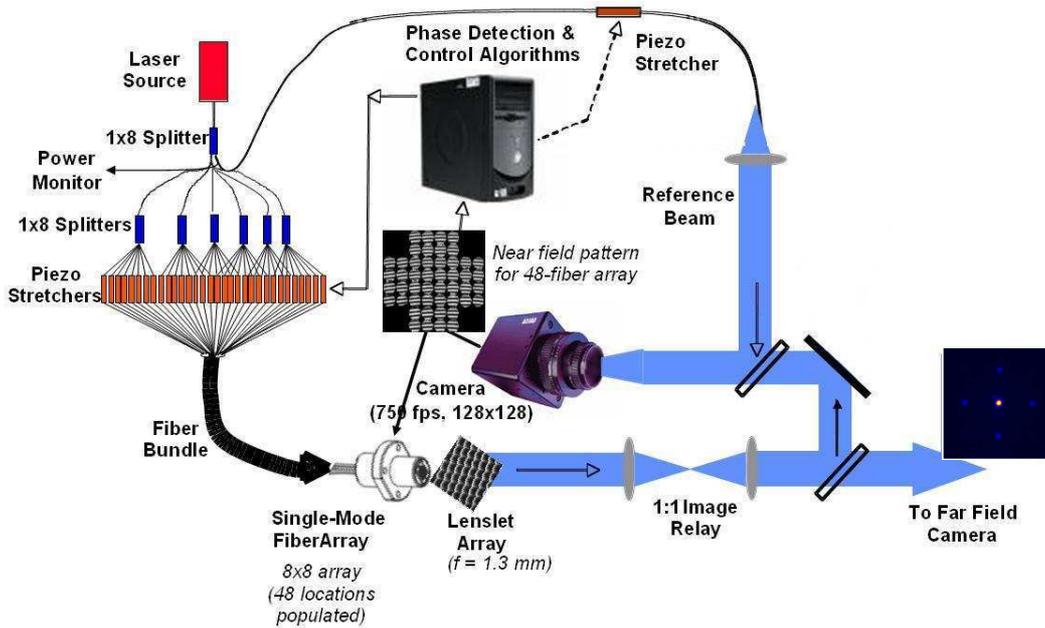


Figure 1.23. : Dispositif de la combinaison de 48 fibres passives par marquage optique [29]

Cette technique est limitée par la fréquence d’acquisition de la caméra qui limite la bande passante du système d’asservissement. D’autre part, les faisceaux sont en phase en champ proche et cette technique ne permet pas la précompensation de la turbulence atmosphérique. Ce n’est donc pas une technique que nous retiendrons.

1.2.2.2.4. Diffusion itérative d’erreurs

Dans cette technique, un seul détecteur est utilisé et il n’y a pas de fibre de référence. Ce détecteur collecte une fraction du lobe central d’interférence. L’asservissement procède à la maximisation du signal reçu par le détecteur ce qui revient à minimiser les différences de phases entre émetteurs. Cette maximisation se fait par un algorithme itératif : à chaque itération, les modulateurs de phases, placés sur chaque voie, sont écartés de leur position précédente ce qui va déformer le front d’onde et donc changer l’intensité reçue par le détecteur. L’algorithme calcule alors la dérivée de l’intensité reçue associée à ce changement pour déterminer les nouvelles phases à appliquer aux modulateurs pour maximiser l’intensité sur le détecteur. Ce genre d’algorithme s’apparente finalement aux algorithmes d’optimisation que l’on utilise pour trouver le minimum ou le maximum d’une fonction à plusieurs variables. Sachant que le détecteur est de dimension inférieure au lobe central d’interférence, il n’y a qu’un seul maximum au signal reçu par le détecteur : lorsque les différences de phases sont nulles. Cette technique présente de nombreux avantages : elle n’utilise qu’un seul détecteur, toutes les fibres participent à la combinaison, et elle permet également la précompensation de la turbulence atmosphérique démontrée par Vorontsov *et al.* [30] (fig. 1.24.) à l’aide d’un algorithme de descente par gradient stochastique parallèle (SPGD).

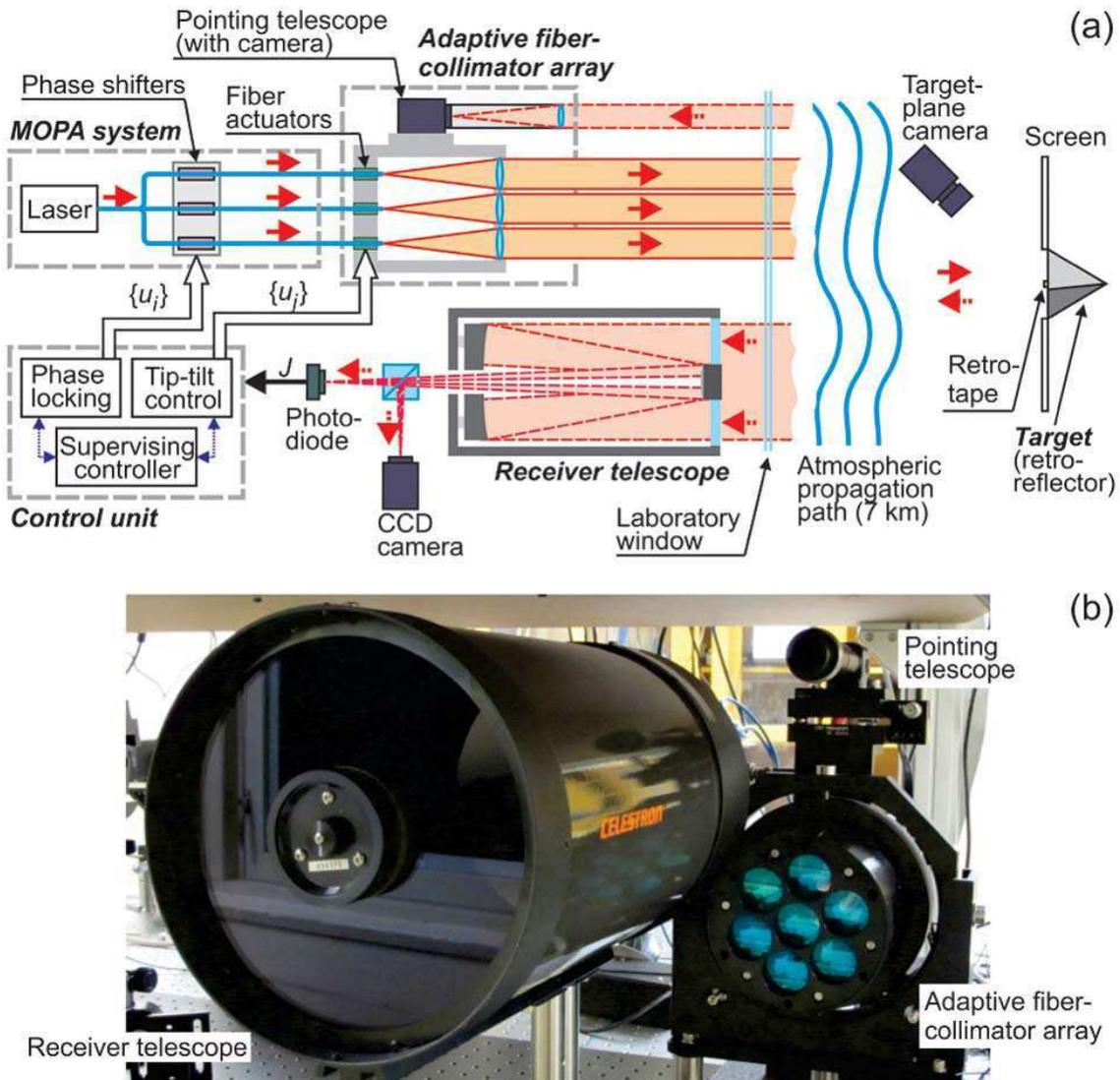


Figure 1.24. : Dispositif expérimental de combinaison cohérente par diffusion itérative d’erreur. (a) schéma du montage et (b) photo du système d’émission (droite) et de réception du flux (gauche) [30]

Dans ce montage, non seulement, la phase des ondes émises est contrôlée mais aussi la déviation des faisceaux (« tip-tilt » sur la figure). Les auteurs estiment que ce système permet alors de mieux compenser les effets induits par la turbulence atmosphérique.

La limitation de cette technique provient de l’algorithme utilisé qui a besoin de plusieurs itérations pour converger. Ce nombre d’itérations augmente avec le nombre de voies qui sont combinées ce qui diminue la bande passante du système. En effet, les variables de la fonction à maximiser (i.e. l’intensité sur le détecteur) correspondent aux phases des voies. Ainsi plus le nombre de voie est grand, plus la dimension de l’espace de départ de cette fonction est grande. Il sera donc plus long d’explorer cet espace pour trouver le maximum de la fonction. Dans cet article [30], seulement 7 fibres ont été mises en phase. De fait, la bande passante du système d’asservissement est plutôt bonne et elle est essentiellement limitée par le délai introduit par le trajet aller-retour jusqu’à la cible. La bande passante du système est ici de l’ordre de 20 kHz, ce qui est suffisant pour corriger les fluctuations de phases. Mais comme nous voulons étudier la combinaison cohérente à grand nombre de fibres, cette solution ne sera pas retenue.

1.2.2.2.5. Fibres multicoeurs

Le laboratoire XLIM de Limoges a démontré la mise en phase de 49 voies [31]. Ici, les voies ne sont pas des fibres, mais les 49 cœurs d’une unique fibre. La mise en phase s’effectuant à l’aide d’un Spatial Light Modulator (SLM) servant non seulement à transformer un faisceau gaussien en 49 faisceaux qui vont être injectés dans la fibre, mais aussi à corriger les fluctuations de phase (figure 1.25.).

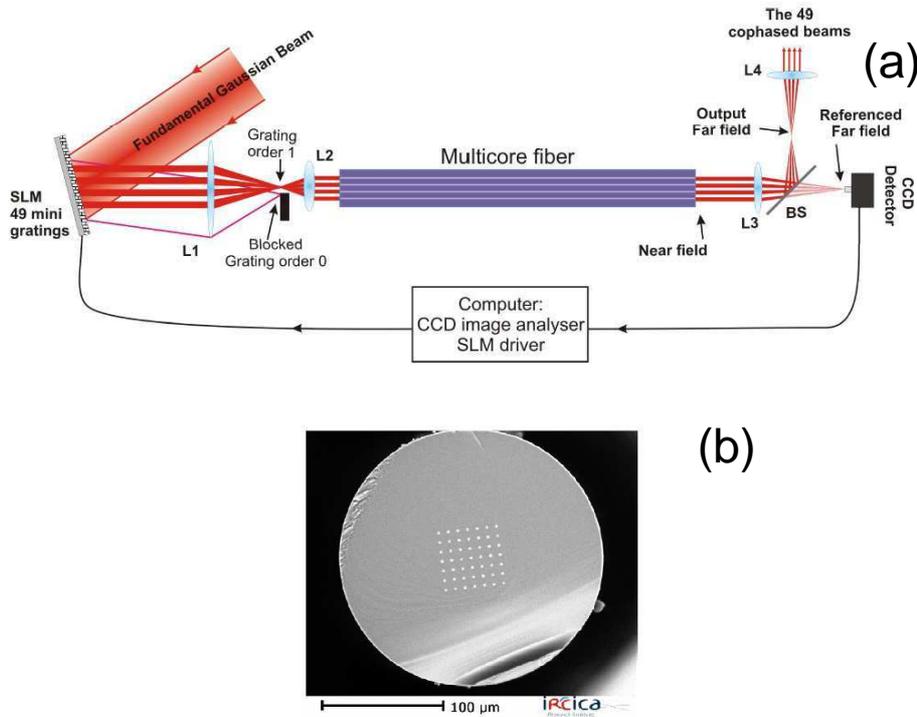


Figure 1.25. : (a) Dispositif expérimental de la combinaison cohérente et (b) image de la fibre multicoeur [31]

Par cette méthode, la pupille de sortie du système est petite et très bien rempli, ce qui permet de se rapprocher d’une figure de diffraction équivalente à cette pupille uniformément éclairée. Dans cette expérience, la vitesse de convergence vers les interférences constructives était très lente (~1 minute). D’autre part, la fibre était passive, et la bande passante du système était donc suffisante pour corriger les variations de phase. Bien que les auteurs estiment pouvoir augmenter la bande passante de leur système d’asservissement, il est peu probable, qu’à court terme, on atteigne des bandes passantes allant jusqu’au kilohertz pour corriger efficacement les variations de phase.

1.2.2.2.6. Décalage quadrilatéral

La dernière technique que nous présentons est celle réalisée à Thalès qui détient un record en nombre de fibres mises en phase [32] (fig. 1.26.).

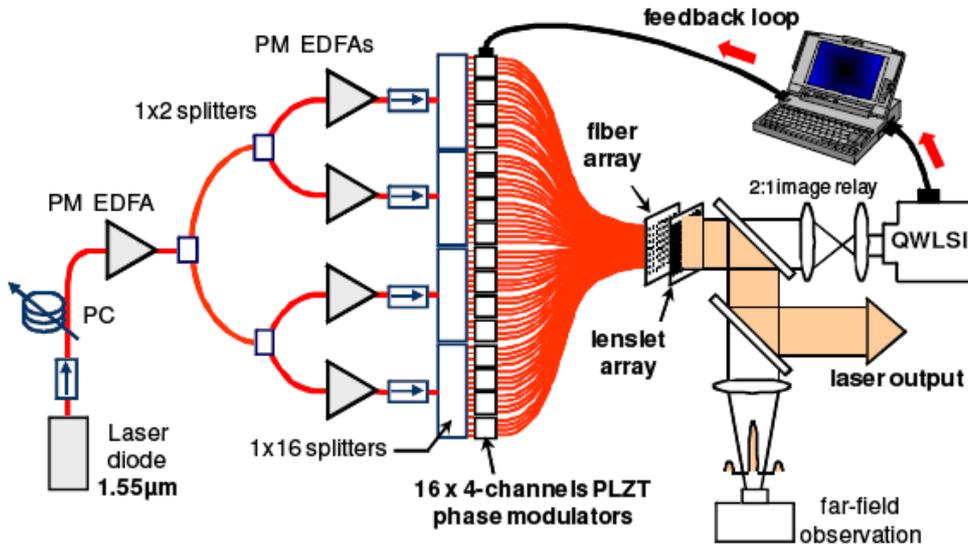


Figure 1.26. : Dispositif expérimental de 64 fibres mises en phases par décalage quadrilatéral [32]

En effet, 64 fibres ont été cophasées à l’aide d’une technique d’interférométrie à décalage quadrilatéral développée à l’Onera [32]. Par cette technique, le champ issu d’une fibre passe par un réseau de diffraction qui crée 4 répliques de ce champ (fig. 1.27.).

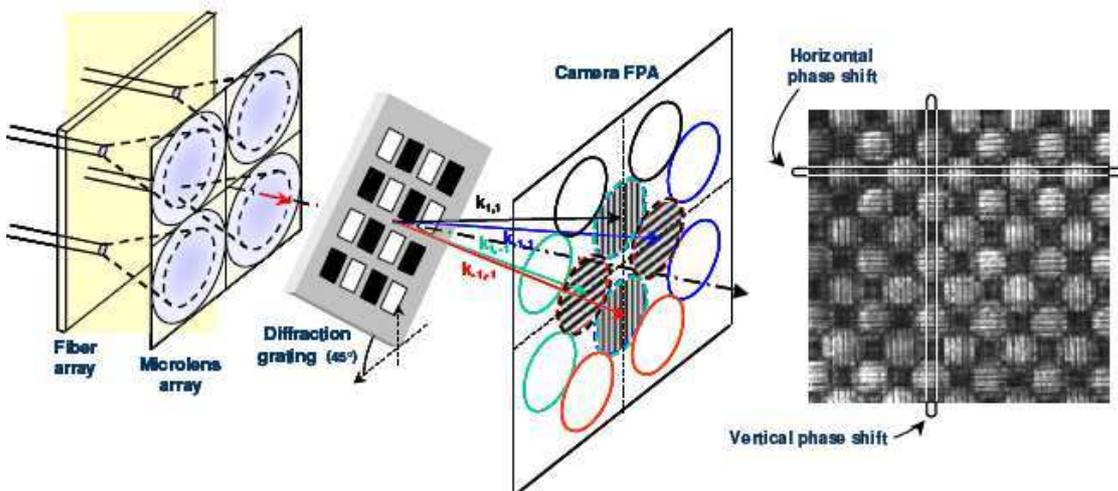


Figure 1.27. : Principe du décalage quadrilatéral [32]

Ces répliques vont interférer avec les répliques créées par le champ des fibres voisines. Pour une fibre donnée, on obtient alors 4 systèmes de franges permettant de calculer le déphasage entre cette fibre et ses voisines. Dans cette configuration, la bande passante du système est limitée par la fréquence d’acquisition de la caméra. De plus, le système est mis en phase en champ proche

et ne peut donc pas précompenser la turbulence atmosphérique. Cette technique ne sera donc pas retenue.

1.2.2.2.7. Marquage en fréquence

Dans cette technique, on n’utilise qu’un seul détecteur qui collecte une fraction du lobe central d’interférence. Toutes les voies participent à la combinaison et toutes les voies possèdent un modulateur de phase ou bien une voie (participant à la combinaison) n’en possède pas et sert de référence. Ici, les modulateurs ne sont pas utilisés uniquement pour apporter une correction sur la phase. En effet, on applique sur ces modulateurs une modulation fréquentielle propre à chaque voie. Le signal issu du détecteur est ensuite analysé par des boucles de contre-réaction consistant en une détection synchrone fonctionnant à ces modulations appliquées précédemment et un régulateur Proportionnel-Intégral-Dérivé (PID). Cette technique est issue du domaine de l’optique adaptative et a été appelée d’abord par O’Meara « multi-dithering with separate sinusoidal tagging frequencies » [33]. Cette technique a été proposée par l’Air Force Research Laboratory (AFRL) sous la dénomination de LOCSET (Locking of Optical Coherence by Single-detector Electronic Tagging) [34]. Deux possibilités d’utilisation de cette technique ont été développées : « self-synchronous LOCSET » où toutes les voies sont modulées et « self-referenced LOCSET » où une voie n’est pas modulée et sert de référence (fig. 1.28.) [35, 36].

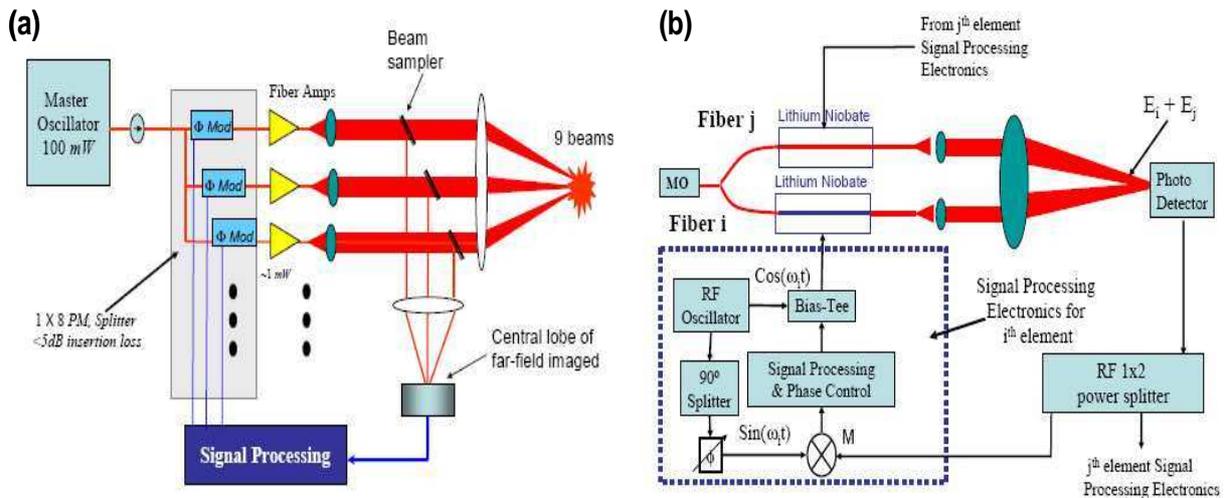


Figure 1.28. : (a) Dispositif expérimental de combinaison cohérente par marquage fréquentiel et (b) détail du traitement du signal associé [34]

Dans cette technique, il n’y a pas de perte en bande passante lorsqu’on augmente le nombre de voies, chaque voie ayant sa propre boucle de contre-réaction (il n’y a donc pas de correction collective de la phase comme avec l’algorithme SPGD) et toutes les boucles possèdent la même bande passante, de l’ordre de quelques kilohertz. De plus, cette technique permet de précompenser la turbulence atmosphérique [37].

Un facteur limitant est ici le choix des fréquences de modulations qui doivent respecter certains critères pour qu’une voie ne reçoive pas un signal de correction erronée. On peut alors estimer à quelques centaines le nombre de fibres qui peuvent être mise en phase.

1.2.3. Conclusion

Dans cette partie, nous avons fait le bilan des principales manières de combiner des faisceaux. Le tableau suivant récapitule les caractéristiques de ces différentes manières de combiner les faisceaux :

	Précompensation de la turbulence	Architecture fibrée	Limitation de la bande passante et/ou nombre de voies
Combinaison spectrale	Non	Non	Limité par la tenue au flux de l’élément dispersif
Combinaison cohérente passive	Non	Oui	Limité par le nombre de modes communs des cavités
Marquage optique	Non	Oui	Limité par la fréquence d’acquisition d’une caméra
Fibre multicoeur	Non	Non	Limitée par l’algorithme d’optimisation
Décalage quadrilatéral	Non	Non	Limité par la fréquence d’acquisition d’une caméra
Diffusion itérative d’erreurs	Oui	Oui	Limité par l’algorithme d’optimisation
Marquage en fréquence	Oui	Oui	Limité par le nombre de fréquence de modulations

Tableau 1.1. : Tableau récapitulatif des différentes combinaisons de faisceaux

Nous avons montré que la combinaison spectrale est limitée par le nombre de voies que l’on peut combiner, ainsi que par la tenue au flux de l’élément dispersif. Nous avons ensuite montré que la combinaison cohérente par contrôle passif de la phase est également limitée en nombre de voies à cause des différences de longueur entre les voies.

La combinaison cohérente par contrôle actif de la phase semble alors plus intéressante en particulier si on l’utilise en configuration multipupillaire. Dans cette dernière configuration, plusieurs techniques existent pour contrôler la phase des différents émetteurs. Après avoir comparé les principales techniques de contrôle de la phase, il apparaît que la technique du marquage en fréquence semble la plus prometteuse de part la simplicité du montage optique mais aussi par la conservation de la bande passante de l’asservissement lorsqu’on augmente le nombre de voies. La précompensation de la turbulence atmosphérique a également été un facteur déterminant dans ce choix.

Nous présentons alors les principaux résultats obtenus par cette technique à l’Onera et nous détaillerons en particulier le nombre de voies qui peuvent être mises en phase.

1.3. Etat de l’art à l’Onera

Dans cette partie, nous présenterons les principaux résultats obtenus l’Onera sur la combinaison cohérente par marquage en fréquence. De plus, nous quantifierons le nombre de voies maximum qui peuvent être mise en phase par cette technique.

1.3.1. Fonctionnement et résultats

La figure suivante (fig. 1.29.) présente le schéma de principe de la combinaison cohérente par marquage en fréquence.

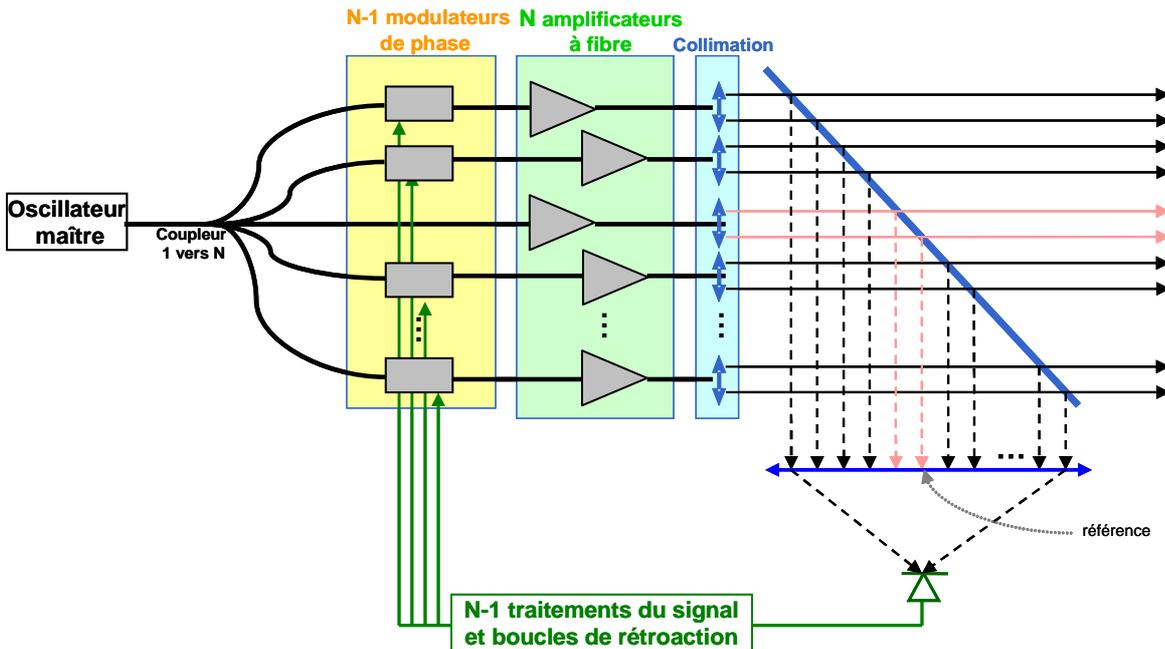


Figure 1.29. : Schéma de principe de la combinaison cohérente par marquage en fréquence

Considérons une combinaison cohérente de N voies. Chaque voie sauf la référence est modulée par une fréquence différente. Le développement analytique de cette combinaison est présenté en annexe A.1. Nous en expliquons ici le principe.

Au centre de la figure de diffraction en champ lointain, l’intensité est le carré de la somme de ces champs. On place alors un photodétecteur au centre de la figure de diffraction. La bande passante du photodétecteur est inférieure à la fréquence du laser mais supérieure aux fréquences de modulations. Le signal issu de ce photodétecteur va être séparé sur $N-1$ boucles de contre-réactions. Ces boucles sont constituées d’une détection synchrone fonctionnant à ces fréquences de modulations puis d’un PID. Les signaux en sorties des détections synchrones sont alors considérés comme des signaux d’erreurs pour le PID. Pour la voie i , le signal d’erreur est proportionnel au déphasage entre cette voie i et la voie de référence. Tous ces signaux d’erreurs peuvent alors être minimisés grâce aux PID, dont la tension de commande est 0. Ce faisant les différences de phases sont minimisées et les interférences entre voies sont constructives.

A l’Onera des résultats ont déjà été obtenus en utilisant ce marquage en fréquence et ont été présentés dans la thèse de Baya Bennai en 2010 [24]. Trois fibres émettant à $1,5 \mu\text{m}$ avec une puissance de 2 W chacune ont été combinées avec une très bonne qualité de mise en phase. La figure suivante (fig. 1.30.) présente le schéma du dispositif expérimental et le champ lointain dans cette configuration est présenté sur la figure 1.31.

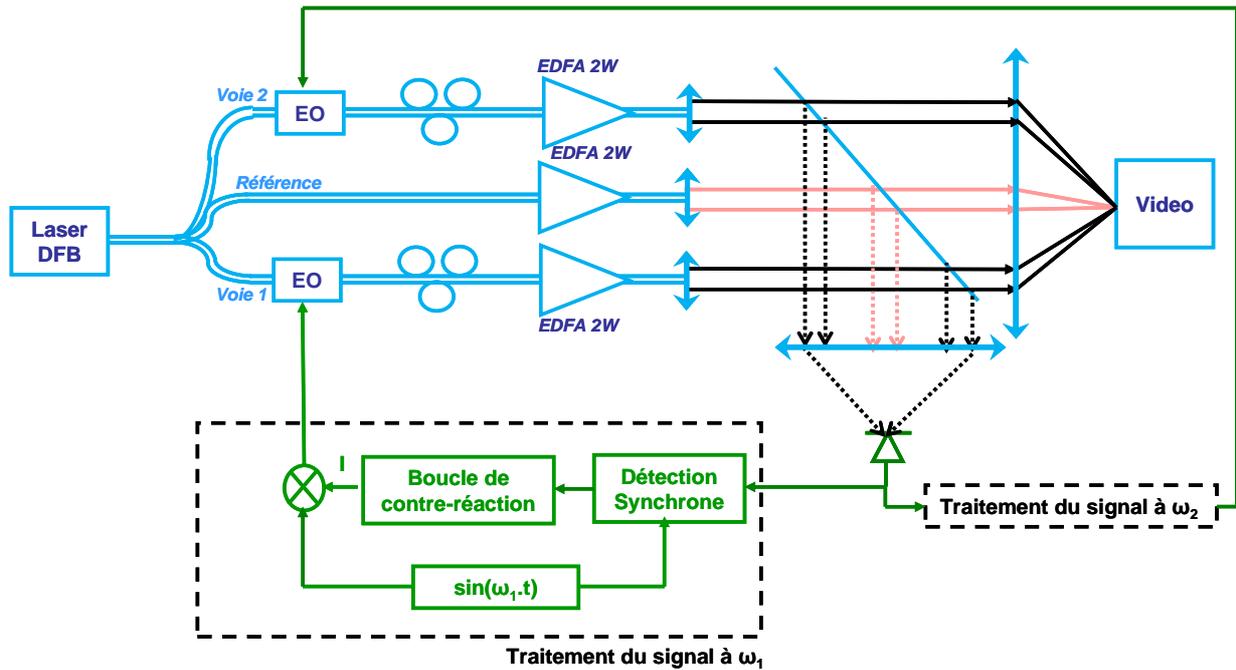


Figure 1.30. : Schéma du dispositif expérimental de la combinaison de 3 fibres

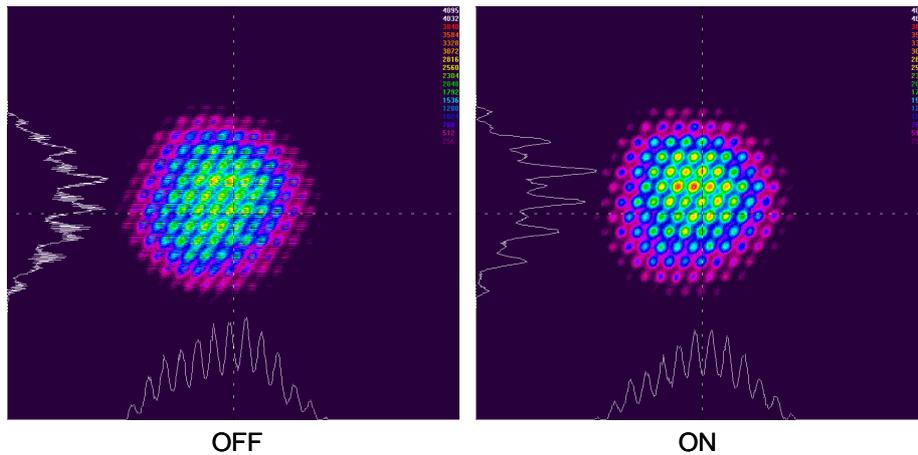


Figure 1.31. : Champ lointain lorsque (OFF) l’asservissement est désactivé et (ON) l’asservissement est en fonctionnement [24]

Sur la figure 1.31., le nombre de lobes est élevé, car les fibres sont très espacées. La réduction de l’espacement entre les fibres entraîne alors une diminution du nombre de lobes. Lorsque l’asservissement est désactivé, les variations de phases de chacune des voies sont aléatoires et décorrélées et la position des lobes d’interférence n’est pas fixe (ni en position ni en intensité). Lorsque l’asservissement est activé, la figure de diffraction ne varie plus. Pour caractériser la qualité de la mise en phase, on utilise le signal reçu par le photodétecteur. Ce signal est présenté à la figure suivante (fig. 1.32.).

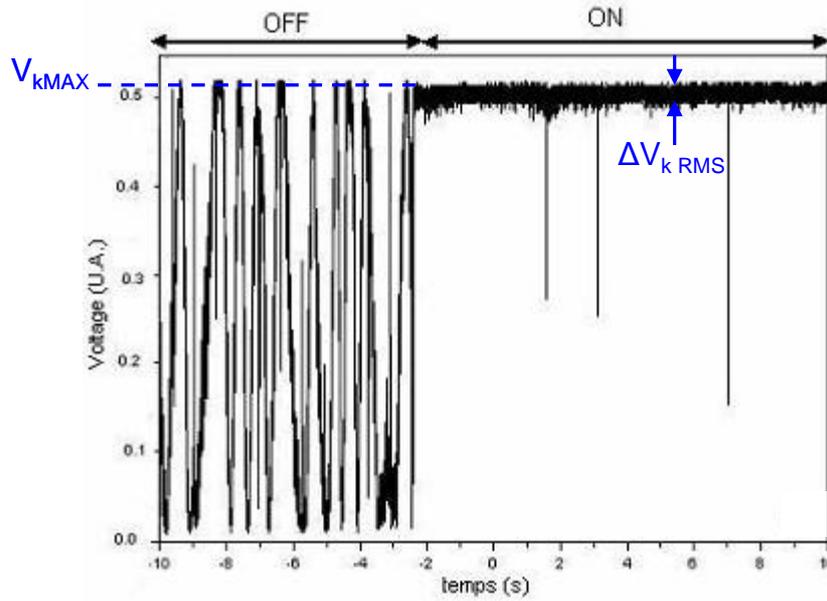


Figure 1.32. : Signal reçu par la photodiode lorsque (OFF) l'asservissement est désactivé et (ON) l'asservissement est en fonctionnement

Lorsque la boucle d'asservissement est désactivée, la tension fluctue entre 0 et V_{kMAX} aléatoirement en fonction des fluctuations de phases (ce qui correspond aux interférences constructives et destructives entre les voies). Lorsque l'asservissement est en fonctionnement, le système se stabilise au niveau des interférences constructives avec une différence de phase résiduelle $\Delta V_{k RMS}$. Les pics sur cette partie correspondent à des sauts de phases de 2π , car les modulateurs électro-optiques ont une plage de tension limitée qui correspond à l'introduction d'une phase de 2π (tension maximale) ou -2π (tension minimale). L'asservissement suit les variations de phase qui peuvent dépasser 2π (ou -2π). Dans ce cas, le système bascule vers la tension minimale (ou maximale). Quand la boucle d'asservissement est activée, le signal d'interférence électrique se stabilise au voisinage de la valeur $V_{k MAX}$ avec une erreur quadratique moyenne $\Delta V_{k RMS}$. L'erreur de phase résiduelle est calculée à partir de la dérivée du signal électrique d'interférence qui est égal à :

$$V_k = \frac{V_{kMAX}}{2} (1 + \cos \Delta\varphi_k) \quad (1.14.)$$

où $\Delta\varphi_k$ est la différence de phase entre la $k^{\text{ième}}$ voie et la voie de référence. La différence de phase résiduelle entre les émetteurs, lorsque le système est en phase, est alors calculée de la manière suivante :

$$\Delta\varphi_{k RMS} = 2 \sqrt{\frac{\Delta V_{k RMS}}{V_{k MAX}}} \quad (1.15.)$$

Cette formule est valide lorsque $\Delta V_{k RMS} \ll V_{k MAX}$. Ici, une différence de phase résiduelle de $\lambda/30$ a été mesurée et cette valeur est très bonne comparée à des valeurs trouvés dans la littérature [38].

1.3.2. Déviation et sculpture de faisceaux

Avec la technique du marquage en fréquence, la tension de consigne du PID peut être choisie. Plutôt que de minimiser les différences de phases, on peut leur fixer une autre valeur pour modifier la figure d’interférence en champ lointain. Considérons alors 19 fibres dans une configuration hexagonale (fig. 1.33.).

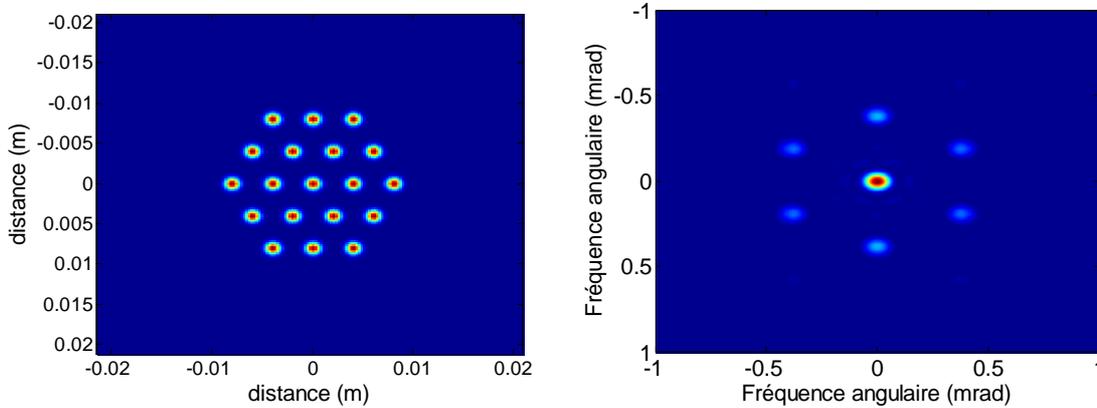


Figure 1.33. : 19 fibres arrangées en hexagone et champ lointain associé lorsque toutes les phases sont nulles

Sur cette figure (fig. 1.33.), le champ lointain lorsque les différences de phase sont nulles. Le lobe central est donc bien à la position (0 ; 0). En modifiant les tensions de consignes des PID, on peut alors déplacer le lobe central d’interférence ce qui revient à optimiser la répartition de puissance pour la maximiser dans une autre zone que la zone centrale. Un exemple est donné dans la figure suivante (fig. 1.34.).

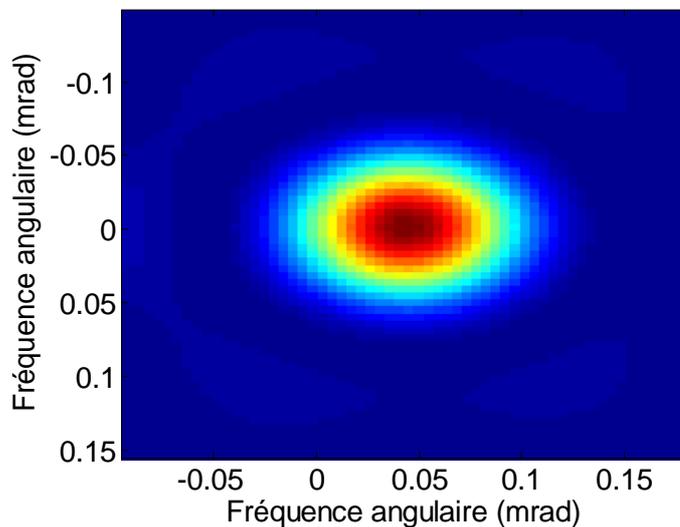


Figure 1.34. : Zoom sur la déviation du lobe central de 0.05 mrad vers la droite

Sur cette figure (fig. 1.34.), le lobe central a été déplacé de la position (0 ; 0) à la position (0,5 ; 0).

En modifiant les tensions de consignes des PID, on peut également sculpter le front d’onde pour former de nouvelles figures en champ lointain comme par exemple un anneau (fig. 1.35.)

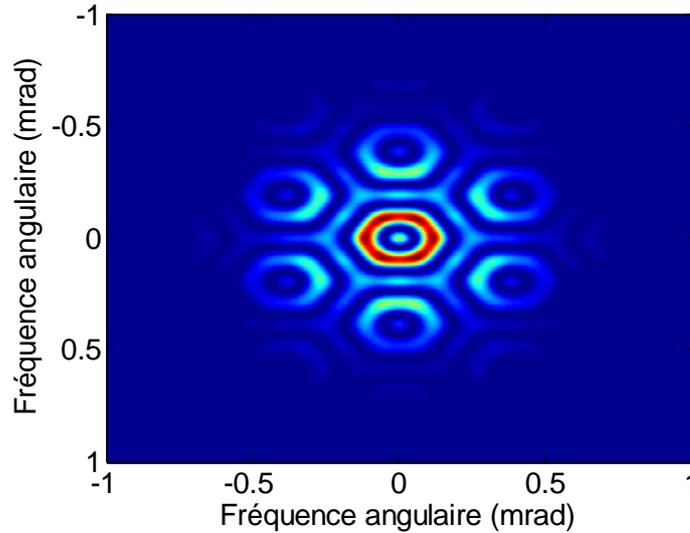


Figure 1.35. : Champ lointain lorsque les phases à l’extérieur de l’hexagone sont égales à π , les autres étant nulles

Les tensions de consignes des PID sont choisies pour que les phases des ondes émises à l’extérieur de l’anneau soient égales à π , et égales à 0 à l’intérieur de l’anneau.

Ici, on modifie la répartition d’intensité en champ lointain en modifiant les phases des ondes émises. Ces phases sont donc les degrés de liberté à notre disposition pour modifier l’intensité en champ lointain. On peut augmenter ce nombre de degré de liberté en modifiant en plus les amplitudes des ondes émises. Par ce moyen, les auteurs de [39] ont pu générer un faisceau de type top-hat.

1.3.3. Mise en phase sur une cible à grande distance

L’objectif de la combinaison cohérente de lasers à fibre est l’augmentation de la puissance de ces sources. Nous cherchons ici à déposer un maximum de puissance sur une cible située à grande distance. Cette distance à la cible soulève des difficultés, car les faisceaux vont se propager à travers un milieu turbulent : l’atmosphère. L’effet de la turbulence atmosphérique sur la propagation d’un faisceau laser est étudié depuis de nombreuses années [40, 41]. Pour la combinaison cohérente, chaque faisceau rencontre des fluctuations d’indices différentes sur son trajet. Ainsi, en minimisant les différences de phase à la sortie des émetteurs, les faisceaux risquent d’être perturbés comme sur la figure 1.36. et la répartition de puissance sur la cible se trouverait fortement dégradée. La description et la modélisation de la turbulence atmosphérique seront réalisées au chapitre 3.

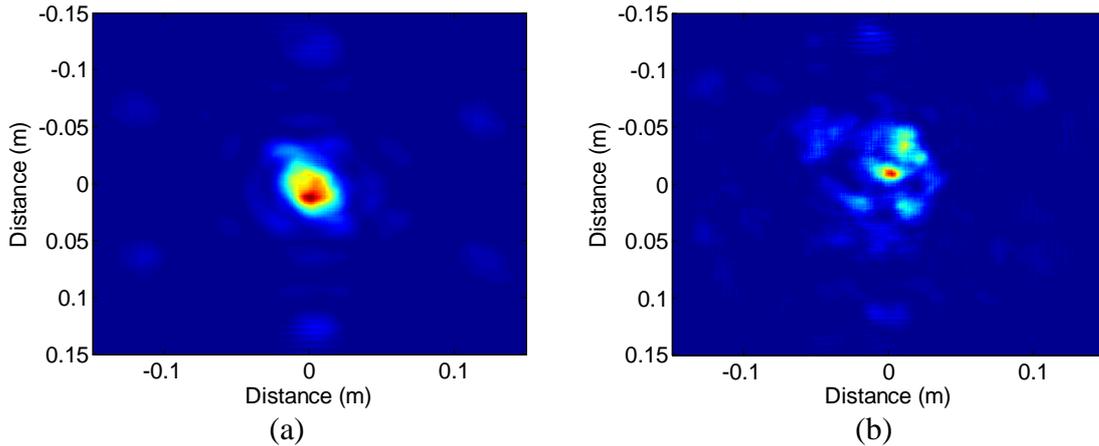


Figure 1.36. : Propagation horizontale au niveau du sol d’un hexagone de 19 faisceaux ($\lambda = 1,5 \mu\text{m}$) sur une distance de 1 km. Intensité à 1 km lorsque (a) la turbulence est faible et (b) lorsqu’elle est forte. Dans tous les cas, les différences de phase en sortie de fibres étaient nulles

De plus cette répartition ne sera pas stable sur une longue durée, la turbulence évoluant en fonction du temps. Si un détecteur était placé au niveau de la cible, nous n’observerions pas d’interférences constructives. Il faut donc minimiser les différences de phases au niveau de la cible et non en sortie des émetteurs. Cela implique de corriger les variations de phase à partir de la lumière rétrodiffusée par la cible, aussi bien celles provenant de l’amplification et de la propagation dans les fibres mais aussi celles liées à la turbulence atmosphérique. La difficulté réside dans le fait de corriger uniquement les variations induites par la turbulence dans le trajet « aller » (de l’émission jusqu’à la cible) alors que la lumière rétrodiffusée par la cible aura été perturbée lors de son trajet « aller » et son trajet « retour » (de la cible jusqu’au détecteur). L’Onera a alors proposé une solution efficace consistant à placer un diaphragme avant la lentille de collection du détecteur [24, 37]. Lorsque l’ouverture de ce diaphragme est suffisamment petite, on ne corrige que les turbulences induites par le trajet « aller », le détail de cette méthode étant décrit dans l’annexe A.2. En sortie des fibres, les différences de phases sont alors non nulles, on précompense ainsi la turbulence. Les performances obtenues ainsi sont bonnes en termes de qualité de mise en phase bien qu’elles dépendent de la force de la turbulence.

1.3.4. Limitations de la technique du marquage en fréquence

Nous avons donc présenté les nombreux avantages que possède la technique du marquage en fréquence. Nous allons donc nous intéresser à ses limites. Elles résident dans le nombre de fréquences de modulations qui peuvent être utilisées. Soit f_{bruit} la fréquence maximale des fluctuations induisant un déphasage que l’on souhaite corriger. La fréquence de coupure f_c du filtre passe-bas doit être supérieure à f_{bruit} pour couvrir l’intégralité de la bande spectrale des variations de phase que l’on souhaite corriger. De la même façon, l’intervalle successif Δf entre chaque fréquence de modulation f_i doit être supérieur à f_c pour éviter de brouiller l’information. Enfin, la première fréquence de modulation f_1 , où se trouve la première raie de Bessel, doit être supérieure à $N-1$ fois l’intervalle de fréquence Δf pour éviter le recouvrement de l’information utile avec les termes d’inter-modulation. De même, la deuxième raie de Bessel de la première modulation, qui se situe à $2.f_1+f_{\text{bruit}}$, doit être à une fréquence supérieure à la fréquence f_i de la première raie de Bessel des autres modulations. Cette condition est automatiquement remplie si la condition précédente est vérifiée. Ceci nous donne alors quatre conditions sur les choix des fréquences de modulations.

$$f_{pb} \gg f_{bruit} \quad (a)$$

$$\Delta f \gg f_{pb} \quad (b)$$

$$f_i = f_{i-1} + \Delta f \quad (c)$$

$$f_1 - f_{bruit} \gg (N - 1)\Delta f \quad (d)$$

Ce choix est un paramètre limitant dans cette technique de combinaison cohérente en termes de nombre de voies qui peuvent être mises en phase. Dans le cas de trois bras mis en phase, on peut représenter (fig. 1.37.) où doivent se situer les différentes fréquences pour qu’il n’y ait pas de recouvrement. Sur cette figure, les amplitudes dépendent de fonctions de Bessel des profondeurs de modulation (cf. annexe A).

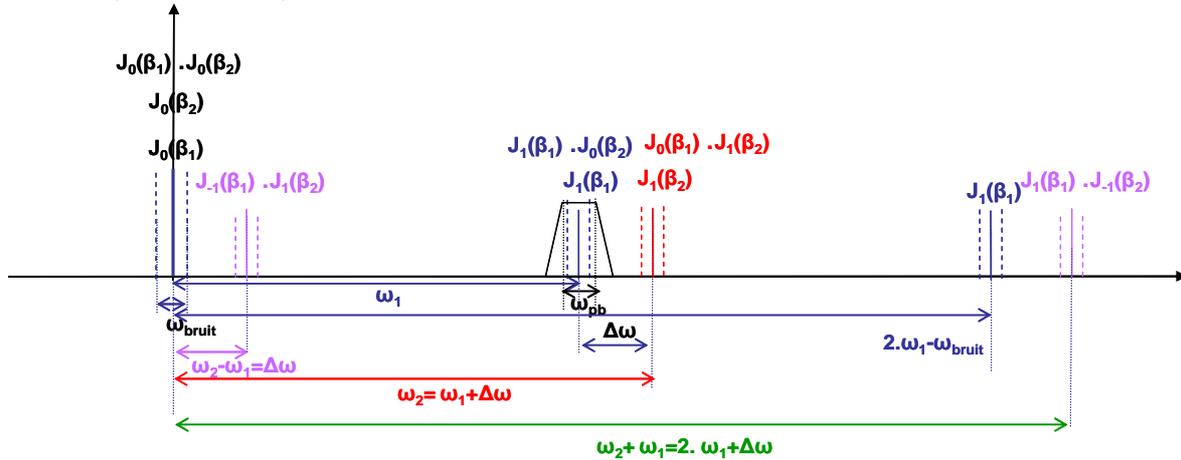


Figure 1.37. : Représentation de la position des différentes fréquences [24]

Sur cette figure, les signaux utiles se situent à ω_1 et $\omega_1 + \Delta\omega$. Il est donc nécessaire que $\Delta\omega$ soit supérieur à ω_{pb} mais également inférieur à $\omega_1 - \omega_{pb}$ pour que le signal à $\omega_2 = \omega_1 + \Delta\omega$ ne soit pas mélangé à la seconde harmonique située à $2\omega_1$. On retrouve donc bien les conditions (a), (b), (c) et (d) dans ce cas.

Nous allons estimer le nombre total de voies que l’on peut mettre en phase. Considérons d’abord qu’on ne peut avoir des fréquences de modulations supérieures au GHz (c’est la bande passante des modulateurs de phases). De plus, nous allons considérer que la condition “ \gg ” des inégalités précédentes correspond à un facteur 10.

On souhaite corriger les variations de phase jusqu’au kilohertz : $f_{bruit} = a$ kHz. Dans ce cas :

$$f_{pb} = 10a \text{ kHz}$$

donc

$$\Delta f = 100a \text{ kHz}$$

d’où

$$f_1 - f_{bruit} = (N-1)100a \text{ kHz}$$

or $f_1 - f_{bruit} = f_1$ car f_1 est grand devant le bruit et $N-1=N$, car N est grand, donc

$$N_{max} = \frac{f_1}{100a}$$

Si on considère que la première fréquence de modulation (qui correspond à la gamme de fréquence de modulation choisie, ici 1 GHz) f_1 est un multiple de 100 MHz avec $f_1 = 100.b$ MHz, on trouve que N_{max} vaut :

$$N_{\max} = \frac{100b}{a}$$

Par exemple, si on module au voisinage de 200 MHz et qu'on compense des fluctuations de phase jusqu'à 1 kHz, $b = 2$ et $a = 1$ et donc $N_{\max} = 200$.

1.3.5. Conclusion

Dans cette partie nous avons présenté les résultats obtenus à l’Onera qui ont démontré les possibilités de montées en puissance des sources laser à fibre, par la combinaison cohérente. De plus, la mise en phase à partir du signal rétrodiffusé par une cible, à travers la turbulence atmosphérique a également été démontrée. Nous avons ensuite quantifié le nombre de voies qui peuvent être mise en phase par la technique du marquage en fréquence et cette limite est d’environ 200 fibres. Dans la suite de la thèse nous montrerons par quel moyen nous avons dépassé cette limite.

1.4. Critères de qualification de la combinaison cohérente

Dans cette partie, nous discuterons des critères qui seront utilisés pour qualifier la combinaison cohérente. En effet, l'utilisation d'un seul critère est insuffisante pour qualifier la combinaison cohérente. Il est nécessaire d'utiliser plusieurs critères, selon l'application visée, pour qualifier cette combinaison. De plus, nous verrons que des critères utilisés classiquement en optique ne sont pas toujours adaptés pour décrire la qualité de la combinaison. Ces critères ont par ailleurs été discutés dans [24].

1.4.1. Paramètre M^2

Nous avons présenté ce paramètre au début de ce chapitre qui décrit la qualité d'un faisceau. Ce paramètre n'est néanmoins pas adapté à la combinaison cohérente en configuration multipupillaire. Ceci a été montré par Zhou *et al.* [42] en analysant différents arrangements géométriques de fibres. En effet, les auteurs ont montré que, pour des arrangements géométriques de fibres circulaire (fig. 1.38.) de 61, 91 et 127 fibres, le M^2 était respectivement de 4,31, 5,12 et 6,25.

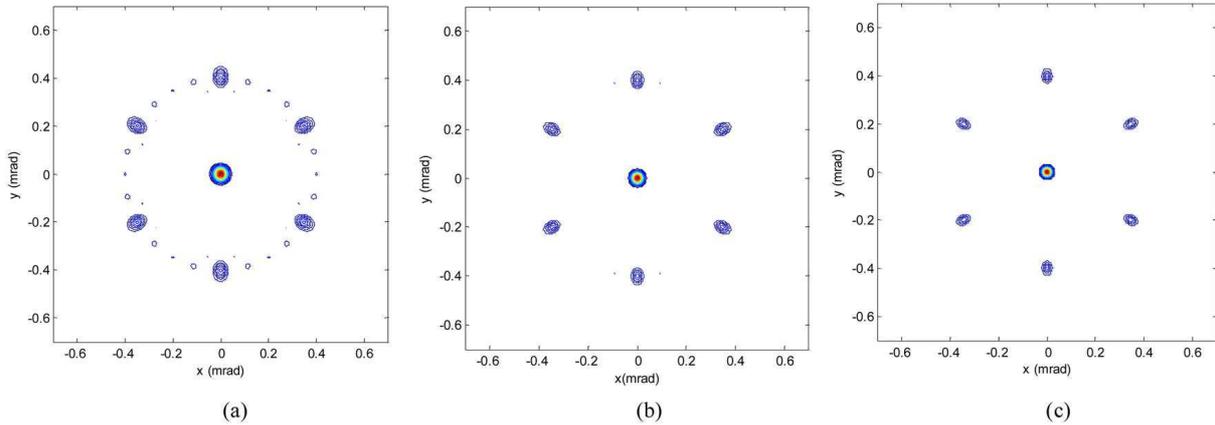


Figure 1.38. : Champ lointain des trois arrangements géométriques où les fibres sont placés en cercle. (a) 61 fibres, (b) 91 fibres et (c) 127 fibres [42]

Ces valeurs de M^2 sont particulièrement mauvaises et s'expliquent par le fait qu'en champ lointain, le faisceau est très loin d'être gaussien à cause des lobes secondaires. Ce critère n'est donc pas adapté à la combinaison cohérente en configuration multipupillaire.

1.4.2. Rapport de Strehl

Le rapport de Strehl est défini par l'intensité en champ lointain sur l'axe d'un faisceau issu d'une pupille divisé par l'intensité en champ lointain sur l'axe d'un faisceau issu d'une pupille de même taille uniformément éclairée ayant la même puissance. Le rapport de Strehl quantifie donc l'écart d'un système optique par rapport à sa limite théorique de diffraction.

$$S = \frac{I(0,0)}{I_{ref}(0,0)} = \frac{\left| \int_0^{2\pi R} \int_0^{2\pi R} a(r, \theta) \exp[i\phi(r, \theta)] r dr d\theta \right|^2}{\pi R^2 \int_0^{2\pi R} \int_0^{2\pi R} |a(r, \theta)|^2 r dr d\theta} \quad (1.16.)$$

avec R le rayon de la pupille, $a(r, \theta) \exp[i\phi(r, \theta)]$ l’amplitude complexe du champ proche au niveau de la pupille de référence. Dans notre cas, cette amplitude complexe est une somme de champs sortant de fibres optiques et collimatés.

Ce rapport présente des limites. Zhou *et al.* [42] ont montré que deux arrangements géométriques différents peuvent conduire au même rapport de Strehl. De plus, pour des configurations géométriques différentes possédant la même intensité sur l’axe en champ lointain, le rapport de Strehl peut être très différent [24]. En effet, le rapport de Strehl ne prend que l’intensité en un seul point en compte et ne considère pas la répartition spatiale de puissance. Il faut donc des critères qui considèrent comment la puissance se répartie entre lobe central et lobes secondaires, ou des critères qui considèrent quelle puissance est déposée sur une cible fixée en champ lointain [42].

1.4.3. Mask Encircled Power (MEP)

Pour mieux qualifier la combinaison cohérente, il est plus intéressant d’étudier la fraction de puissance déposée dans une zone placée en champ lointain, la zone étant choisie en fonction de l’application visée. Ce critère s’appelle Mask Encircled Power (MEP) et est défini comme la fraction de puissance contenue dans une zone d’ouverture fixée divisée par la puissance totale de la source.

$$MEP = \frac{\iint_{zone} I(\theta_x, \theta_y) d\theta_x d\theta_y}{P_{totale}} \quad (1.17.)$$

avec I l’intensité en champ lointain, θ_x et θ_y les fréquences angulaires.

Avec ce critère on se base donc sur une référence fixe, indépendante de la pupille de sortie du système de combinaison. Il est donc bien adapté pour comparer différents agencements géométriques en évaluant la quantité de puissance déposée sur une zone.

1.4.4. Beam Propagation Factor (BPF)

Le BPF est la fraction de puissance contenue dans une certaine zone A par rapport à la puissance totale. A l’inverse du MEP, cette zone n’est pas définie sur le champ lointain mais dépend de la pupille de référence du système. Elle correspond à 1,2 fois la tâche d’Airy correspondante à cette pupille de référence. Ce critère est aussi utilisé classiquement pour qualifier la combinaison cohérente [42] :

$$BPF = \frac{P_{A_{DL}}}{P_{total}} = \frac{\iint_A I(\theta_x, \theta_y) d\theta_x d\theta_y}{\iint_{\infty} I(\theta_x, \theta_y) d\theta_x d\theta_y} \quad (1.18.)$$

avec

$$A = 2.4A_{DL}$$

et

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

D est l’ouverture de la pupille et z la focale de la lentille permettant la transformation en champ lointain. Par contre ce critère ne dépend pas uniquement de la cible.

1.4.5. Critère d’uniformité

Un autre paramètre important est la répartition ou encore l’uniformité de l’intensité dans une zone donnée. On peut utiliser le critère d’uniformité défini dans [39]. On calcule l’intensité maximale et minimale dans une zone donnée, puis on calcule le rapport entre la différence entre intensité maximale et minimale divisé par l’intensité maximale.

Mais, plutôt que de se fixer préalablement une zone, on peut calculer une zone dans laquelle l’intensité dépasse un certain seuil.

$$Uniformité = \frac{|I_{seuil}^{max} - I_{seuil}^{min}|}{I_{seuil}^{max}} \quad (1.19.)$$

avec I_{seuil} l’intensité en champ lointain qui est supérieur au seuil choisie.

1.4.6. Conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté les différents critères utilisés pour qualifier la combinaison cohérente en configuration multipupillaire. Nous avons montré que les critères classiquement utilisés en optique (rapport de Strehl...) ne sont pas les plus pertinents pour qualifier la combinaison. Des critères considérant la fraction de puissance déposée sur une cible ou encore l’uniformité de l’intensité en champ lointain sont plus adéquats pour qualifier cette combinaison. Ces critères seront utilisés dans le dernier chapitre de cette thèse pour étudier la robustesse de la combinaison cohérente pour différents nombres de fibres et différents arrangements géométriques.

Conclusion

Nous avons donc fait un bilan des techniques de montée en puissance des sources lasers à fibres et nous pouvons en conclure que la combinaison de faisceaux est à l’heure actuelle la solution la plus réaliste pour dépasser d’un ordre de grandeur le record de puissance d’une source laser à fibre. Nous avons alors commenté les avantages et inconvénients des différentes combinaisons de faisceaux pour montrer que la combinaison cohérente par contrôle actif de la phase utilisant la technique de marquage en fréquence était la plus prometteuse. Cette technique ne nécessite qu’un seul détecteur, n’a pas de perte en bande passante lorsqu’on augmente le nombre de voies, permet la sculpture et la déviation de faisceaux et une précédente étude menée à l’Onera a démontré la mise en phase sur cible.

Elle présente néanmoins deux limites majeures. La première limite concerne le nombre de voies qui peuvent être combinées. La deuxième limite concerne le régime impulsionnel. En effet, jusqu’à présent, jamais deux impulsions n’ont été combinées en utilisant le marquage en fréquence.

Durant cette thèse, nous allons donc dépasser ces deux limitations. Nous commencerons par démontrer la possibilité d’utiliser le marquage en fréquence en régime impulsionnel. Puis nous allons changer la manière de marquer en fréquence les voies par le biais de modulations inspirées du domaine des télécommunications. Avec cette manière concrète de réaliser la combinaison d’un grand nombre de fibres, nous verrons comment étudier des systèmes comportant un grand nombre de paramètres à l’aide d’outils développés dans le domaine des statistiques. Nous pourrons alors évaluer la robustesse de ces systèmes en utilisant les différents critères précédemment décrits.

Références

- [1] G.P. Agrawal, *nonlinear fiber optics*, fourth edition, academic press, 2007
- [2] D. Marcuse, « Loss analysis of single-mode fiber splice », Bell system Technology journal, Vol. 56 n°5, pp. 703, 1977
- [3] T.J. Wagner, « Fiber laser beam combining and power scaling progress, Air Force Research Laboratory Laser Division », In Proceedings of SPIE Photonics West, paper 8237-18, 2012
- [4] D.J. Richardson, J. Nilsson et W.A. Clarkson, « High power fiber lasers: current status and future perspectives », Journal of the optical society of America B, Vol. 27 n°11, pp. B63-B92, 2010
- [5] T. Eidam, C. Wirth, C. Jauregui, F. Stutzki, F. Jansen, H-J. Otto, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert et A. Tünnermann, « Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers », Optics express, Vol. 19 n°14, pp. 13218-13224, 2011
- [6] D.P. Machewirth, Q. Wang, B. Samson, K. Tankala, M. O'Connor, et M. Alam, « Current developments in high power, monolithic, polarization maintaining fiber amplifiers for coherent beam combining applications », In proceedings of Photonics West, paper 64531F-1, 2007
- [7] C. Robin et I. Dajani, « Acoustically segmented photonic crystal fiber for single-frequency high-power laser applications », Optics Letters, Vol. 36 n°14, pp. 2641-2643, 2011
- [8] C-H. Liu, G. Chang, N. Litchinister, D. Guertin, N. Jacobson, K. Tankala et A. Galvanauskas, « Chirally coupled core fibers at 1550-nm and 1064-nm for effectively single-mode core size scaling », In proceeding of CLEO, paper CTuBB3, 2007
- [9] A. Shirakawa, H. Maruyama, K. Ueda, C.B. Olausson, J.K. Lyngso et J. Broeng, « High-power Yb-doped photonic bandgap fiber amplifier at 1150-1200 nm », Optics express, Vol. 17 n°2, pp. 447-454, 2009
- [10] K.P. Hansen, C.B. Olausson, J. Broeng, K. Mattsson, M.D.T. Nikolajsen, P.M.W. Skovgaard, M.H. Sorensen, M. Denninger, C. Jakobsen et H.R. Simonsen, « Airclad fiber laser technology », In proceedings of SPIE photonics West, 6837, U3-U14, 2008
- [11] F. Stutzki, F. Jansen, T. Eidam, A. Steinmetz, C. Jauregui, J. Limpert et A. Tünnermann, « High average power large-pitch fiber amplifier with robust single-mode operation », Optics letters, Vol. 36, n°5, pp. 689-691, 2011
- [12] E.M. Dianov, M.A. Likhachev et S. Février, "Solid-core photonic bandgap fibers for high-power fiber lasers", IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, Vol. 15 n°1, pp. 20-29, 2009
- [13] C.M. Zeringue, I. Dajani et G.T. Moore, « Suppression of stimulated Brillouin scattering in optical fibers through phase-modulation: a time-dependent model », In proceedings of SPIE Photonics West, paper 7914-09, 2011
- [14] T.J. Bronder, I.A. Dajani, C.M. Zeringue, T.M. Shay, « Multi-tone driven high power narrow-linewidth rare earth doped fiber amplifier », US patent 7764720, 2010
- [15] J.D. Minelly, R.I. Laming, J.E. Townsend, W.L. Barnes, E.R. Taylor, K.P. Jedrzejewski et D.N. Payne, « High-gain fibre power amplifier tandem-pumped by a 3 W multi-stripe diode », In proceedings of optical fiber communications conference, pp.32-33, 1992
- [16] C. Wirth, O. Schmidt, A. Kliner, T. Schreiber, R. Eberhardt et A. Tünnermann, « High-power tandem-pumped fiber amplifier with an output power of 2.9 kW », Optics letters, Vol. 36 n° 16, pp. 3061-3063, 2011

- [17] C.A. Lu et G.T. Moore, « Magnetic quasi-phase matching all fiber isolator », *Advances in optoelectronics*, article ID 179813, 2010
- [18] J. Dawson, M. Messerly, R. Beach, M. Shverdin, E. Stappaerts, A. Sridharan, P. Pax, J. Heebner, C. Siders et C. Barty, « Analysis of the scalability of diffraction-limited fiber lasers and amplifiers to high average power », *Optics express*, Vol. 16 n° 17, pp. 13240-13266, 2008
- [19] P. Sprangle, A. Ting, J. Penano, R. Fischer et B. Hafizi, « Incoherent combining and atmospheric propagation of high-power fiber lasers for directed-energy applications », *IEEE Journal of quantum electronics*, Vol. 45 n°2, pp.138-148, 2009
- [20] C. Wirth, O. Schmidt, I. Tsybin, T. Schreiber, R. Eberhardt, J. Limpert, A. Tünnemann, K. Ludewigt, M. Gowin, E. ten Have et M. Jung, « High average power spectral beam combining of four fiber amplifiers to 8.2 kW », *Optics letters*, Vol. 36 n° 16, pp. 3118-3120, 2011
- [21] D. Sabourdy, V. Kermène, A. Defarges-Berthelemot, L. Lefort et A. Barthélémy, « Efficient coherent combining of widely tunable fiber lasers », *Opt. Ex 11*, pp. 87-97, 2003
- [22] A. Shirakawa, T. Sekiguchi, K. Matsuo et K. Ueda, « Scalable coherent beam combining of fiber lasers », *Advanced Solid-State Photonics*, 2003
- [23] D. Kouznetsov, J-F. Bisson, A. Shirakawa et K. Ueda, « Limits of coherent addition of lasers: simple estimate », In proceedings of Pacific Rim Conference on Lasers & Electro-Optics, paper CWI4-3, 2005
- [24] B. Bennai, « Mise en phase de lasers à fibre: Etude de l'influence de la turbulence atmosphérique et de l'utilisation de fibres faiblement multimodes », Thèse de doctorat, EDITE de Paris, Onera DOTA, 2010
- [25] <http://www.idil.fr/>
- [26] <http://www.directindustry.com/prod/rockwell-scientific/microlenses-arrays-26706-220899.html>
- [27] <http://slwti.com/FA-2D.aspx>
- [28] G. Canat, L. Lombard, P. Bourdon, V. Jolivet et O. Vasseur, « Etude du bruit de phase dans un amplificateur à fibre de forte puissance », 28ème Journées Nationales de l'Optique Guidée, Lille, 6-9 juillet 2009
- [29] J.E. Kinsky, C.X. Yu, D.V. Murphy, S.E.J. Shaw, R.C. Lawrence et C. Higgs, "Beam control of a 2D polarization maintaining fiber optic phased array with high-fiber count", In proceedings of SPIE 6306, 63060G, 2006
- [30] T. Weyrauch, M.A. Vorontsov, G.W. Carhart, L.A. Beresnev, A.P. Rostov, E.E. Polnau et J.J. Liu, « Experimental demonstration of coherent beam combining over 7 km propagation path », *Optics letters*, Vol. 36 n°2, pp. 4455-4457, 2011
- [31] J. Lhermite, E. Suran, V. Kermene, F. Louradour, A. Desfarges-Berthelemot, et A. Barthélémy, « Coherent combining of 49 laser beams from a multiple core optical fiber by a spatial light modulator », *Optics express*, Vol. 18 n°5, pp. 4783-4789, 2010
- [32] J. Bourderionnet, C. Bellanger, J. Primot, et A. Brignon, « Collective coherent phase combining of 64 fibers », *Optics express*, Vol. 19 n°18, pp. 17053-17058, 2011
- [33] T.R. O'Meara, « The multidither principle in adaptive optics », *Journal of optical society of America*, Vol. 67 n°3, pp. 306-315, 1977

- [34] T.M. Shay, V. Benham, J.T. Baker, A.D. Sanchez, D. Pilkington et C.A. Lu, « Self-synchronous and self-referenced coherent beam combination for large optical arrays », IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, Vol. 13 n° , pp. 480-486, 2007
- [35] T.M. Shay, « Self-synchronous locking of optical coherence by single-detector electronic-frequency tagging », US patent 7058098, 2006
- [36] T.M. Shay, « Self-referenced locking of optical coherence by single-detector electronic-frequency tagging », US patent 7187492, 2007
- [37] V. Jolivet, P. Bourdon, B. Bennai, L. Lombard, D. Goular, E. Pourtal, G. Canat, Y. Jaouen, B. Moreau et O. Vasseur, « Beam shaping of single-mode and multimode fiber amplifier arrays for propagation through atmospheric turbulence », IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, Vol. 15 n°2, pp. 257-268, 2009
- [38] T.M. Shay, J.T. Baker, A.D Sanchez, C.A. Robin, C.L. Vergien, C. Zerinque, D. Gallant, C.A. Lu, B. Pulford, T.J. Bronder et A. Lucero, « High power phase locking of fiber amplifier array », In proceedings of SPIE 7195, 71951M, 2009
- [39] K.Gao, L. Xu, R. Zheng, G. Cehn, H. Zheng et H. Ming, « Flat-top laser beam generated by coherent beam combining of Gaussian lasers », Chinese optics letters, Vol. 8 n°1, pp. 45-47, 2010
- [40] A. Buck, « Effects of the atmosphere on laser beam propagation », Applied optics, Vol. 6 n°4, pp. 703-708, 1967
- [41] D. Fried et J. Seidman, « Laser-beam scintillation in the atmosphere », Journal of the optical society of America, Vol. 57 n°2, pp. 181-185, 1967
- [42] P. Zhou, Z. Liu, X. Xu et Z. Chen, « Numerical analysis of the effects of aberrations on coherently combined fiber laser beams », Applied optics, Vol. 47 n° 18, pp. 3350-3359, 2008