

Université de Limoges
École Doctorale Sciences et Ingénierie pour l'Information, Mathématiques
(ED 521)
Institut de Recherche XLIM – UMR CNRS 7252

Thèse pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université de Limoges
Electronique des Hautes Fréquences, Photonique et Systèmes
Spécialité Photonique

Présentée et soutenue par
David KABEYA

Le 12 Décembre 2016

**Montée en brillance des réseaux de lasers à fibre : nouvelle
approche par diagnostic à contraste de phase dans une boucle
d'optimisation.**

Thèse dirigée par Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT et Vincent KERMENE

Composition du jury :

Rapporteurs

M. Éric Cormier, Professeur des Universités, Laboratoire CELIA, Université de Bordeaux 1
M. Ammar Hideur, Maître de conférences, HDR, Laboratoire CORIA, Université de Rouen

Examineurs

M. Laurent Delage, Professeur des Universités, Laboratoire XLIM, Université de Limoges
Mme. Agnès Desfarges-Berthelemot, Professeur des Universités, Laboratoire XLIM, Université de Limoges
M. Bruno Esmiller, Program manager, Dr., AIRBUS SAFRAN Launchers
M. Vincent Kermène, Directeur de Recherche CNRS, Laboratoire XLIM, Université de Limoges
M. David Sabourdy, Responsable du service d'études et de développement lasers, Dr., CILAS

Invités

M. Philippe Adam, Responsable du domaine scientifique photonique DGA/DS/MRIS, Dr, DGA/DS/MRIS
M. Joël Benoist, Maître de conférences, HDR, Laboratoire XLIM, Université de Limoges



Université de Limoges
École Doctorale Sciences et Ingénierie pour l'Information, Mathématiques
(ED 521)
Institut de Recherche XLIM – UMR CNRS 7252

Thèse pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université de Limoges
Electronique des Hautes Fréquences, Photonique et Systèmes
Spécialité Photonique

Présentée et soutenue par
David KABEYA

Le 12 Décembre 2016

**Montée en brillance des réseaux de lasers à fibre : nouvelle
approche par diagnostic à contraste de phase dans une boucle
d'optimisation.**

Thèse dirigée par Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT et Vincent KERMENE

Composition du jury :

Rapporteurs

M. Éric Cormier, Professeur des Universités, Laboratoire CELIA, Université de Bordeaux 1
M. Ammar Hideur, Maître de conférences, HDR, Laboratoire CORIA, Université de Rouen

Examineurs

M. Laurent Delage, Professeur des Universités, Laboratoire XLIM, Université de Limoges
Mme. Agnès Desfarges-Berthelemot, Professeur des Universités, Laboratoire XLIM, Université de Limoges
M. Bruno Esmiller, Program manager, Dr., AIRBUS SAFRAN Launchers
M. Vincent Kermène, Directeur de Recherche CNRS, Laboratoire XLIM, Université de Limoges
M. David Sabourdy, Responsable du service d'études et de développement lasers, Dr., CILAS

Invités

M. Philippe Adam, Responsable du domaine scientifique photonique DGA/DS/MRIS, Dr, DGA/DS/MRIS
M. Joël Benoist, Maître de conférences, HDR, Laboratoire XLIM, Université de Limoges





*A ma mère, Ruta Pawlik,
Ma manière à moi de te rendre une partie de ce que tu as fait pour nous.*



Remerciements

En premier lieu, je souhaite remercier Messieurs Eric Cormier et Ammar Hideur pour le temps consacré à la lecture de ce manuscrit. Je remercie également les membres du jury Laurent Delage, Agnès Desfarges-Berthelemot, Bruno Esmiller, Vincent Kermène, David Sabourdy, Philippe Adam et Joël Benoist pour l'intérêt qu'ils ont consacré à mes travaux de thèse.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à l'équipe du projet au sein de l'entreprise CILAS avec qui j'ai travaillé. Participer à un tel projet a été très formateur, et la volonté de chacun d'atteindre les objectifs a été une réelle source de motivation. Merci plus particulièrement à Christophe, Julien, François, Régis, Jean-Marc.

Ces travaux ne sont pas seulement l'aboutissement de trois années de doctorat, mais représentent également l'achèvement d'un projet universitaire, professionnel et personnel modelé par le soutien, les conseils et les avis de nombreuses personnes rencontrées tout au long de ces années d'études.

J'adresse ainsi tout naturellement des remerciements à famille et plus particulièrement à ma mère, Ruta Pawlik, mon indéfectible soutien, qui m'a encouragé tout au long de mes études et qui m'a poussé à faire tout le nécessaire sinon plus, pour atteindre mes objectifs. Elle est la raison principale qui m'a poussé à m'investir pleinement dans mes études et c'est avec le sentiment du devoir accompli que je peux maintenant lui rendre ma copie et lui dire : *Merci milles fois Maman !*

Parmi les personnes importantes que je tiens à remercier ici, se trouvent ceux qui m'auront encadré, aidé et supporté (ou pas d'ailleurs ?!) tout au long de ce doctorat : Agnès Desfarges-Berthelemot, Alain Barthélémy et Vincent Kermène.

Agnès, je te serai à jamais reconnaissant pour ton aide, tes (très) précieux conseils et la passion qui anime tes explications. Un jour, en Licence, je t'ai demandé comment pouvais-je m'assurer d'être à termes où je suis aujourd'hui, et tu m'as répondu « *Il y a toujours une part de chance, mais il faut parfois la forcer* ». Ces mots trottent encore dans ma tête aujourd'hui car ils m'ont permis de partir en stage au Canada, et l'enchaînement des événements qui a suivi a été incroyable à vivre et tu le connais. Alors pour tout ça un immense **MERCI** =) !!

Alain, j'ai pris un immense plaisir à travailler avec toi. Tu as toujours su m'expliquer avec une simplicité presque déconcertante et une humilité incroyable, des choses qui, à mes yeux, étaient plus proches d'une langue morte que de la physique. Je me souviens d'un régime turbulent qui m'a littéralement pourri mon mois d'Août 2016, mais la situation a été débloquée par 15 minutes d'explications au téléphone avec toi, au milieu de tes vacances. Je croise les doigts pour toujours bénéficier un peu de ça malgré la distance ;-). A toi aussi un très gros **MERCI** pour tout !!

Vincent, je ne compterai pas le temps passé en manip' avec toi, ni les nombreuses astuces et méthodes de travail que tu m'as apprises. Ça a été un réel bonheur et bien



évidemment, je passerai sous silence tes boulettes faisant passer les manip' de tes doctorants de « complètement fonctionnelles » à « totalement inutilisables », puisque tu peux aussi, en 2 minutes, mettre fin à nos galères d'alignement de plusieurs jours haha ;-). Un gros **MERCI** également !!

Plus que pour ce que vous m'avez apporté d'un point de vue scientifique, je vous suis reconnaissant pour ce que vous m'avez apporté d'un point de vue personnel. Vous êtes d'une gentillesse et d'une simplicité incroyable, et le cadre que vous créez au sein de cette équipe de recherche fait que l'on vient avec envie au labo' chaque matin. Merci pour tout à tous les trois, vous êtes vraiment top !

J'en profite pour enchaîner avec l'équipe de recherche au sein de laquelle règne une ambiance des plus conviviales, mêlant les permanents aux doctorants dans la plus grande simplicité. Un gros merci à Nathalie Buisson pour son aide dans les 1001 démarches administratives toutes plus embêtantes les unes que les autres. Merci également à Vincent Couderc, Frédéric Louradour, Alessandro Tonello, Philippe Di Bin, Dominique Pagnoux, David Moreau, Erwan Capitaine, Ludovic Szemendera, Pascaline Darré, Pierre Leclerc, et tous les autres doctorants avec qui j'ai pu partager les verres, les galères et les rires. *Merci à tous !*

Je terminerai mon tour de labo' avec des remerciements tout particuliers à Marc Fabert. Tu as toujours su me donner ton avis modéré, plein de recul, aux moments où j'en avais justement besoin. Merci pour ça, pour ton aide et pour l'école de la répartie cinglante aussi, même si j'ai beaucoup à apprendre encore ;-).

Mes tout derniers remerciements s'adressent à mes collègues de bureau et de labo' avec qui j'ai partagé plus particulièrement beaucoup de galères et de super moments. Merci à Phifou et à Daddy-Raphy pour tous ces moments de complicité. *Je vous souhaite tout le meilleur pour la suite.*



Sommaire

Chapitre I. Combinaison cohérente passive de lasers en régime continu : montée en nombre d'émetteurs et montée en puissance	12
I.1. Introduction	12
I.2. Etat de l'art sur les performances atteintes avec les techniques passives de combinaison cohérente	13
I.3. Analyse de la mise en phase de lasers à fibre par auto-organisation spectrale, loin du seuil laser	37
I.4. Conclusion.....	65
Chapitre II. Etat de l'art sur la montée en brillance de rayonnements lasers par combinaison cohérente active en régime continu.....	68
II.1. Introduction	68
II.2. Etat de l'art sur les techniques de mise en phase active	69
II.3. Conclusion.....	88
Chapitre III. Mise en phase active par approche itérative rapide : proposition d'une méthode innovante dédiée aux grands nombres d'émetteurs.....	90
III.1. Introduction	90
III.2. Description de la méthode de phasage actif PIM	91
III.3. Modélisation de la méthode PIM et étude numérique des performances	101
III.4. Démonstration de principe du phasage actif d'un réseau d'émetteurs non amplifiés au moyen de la méthode PIM	114
III.5. Comparaison à une technique itérative standard de mise en phase : technique SPGD	122
III.6. Conclusion	131
Chapitre IV. Mise en phase active par approche itérative rapide : démonstration expérimentale du phasage de réseaux d'émetteurs fibrés délivrant jusqu'à 5W de puissance.....	133
IV.1. Introduction.....	133
IV.2. Système optique à contraste de phase pour un arrangement pupillaire à maille triangulaire	134
IV.3. Mise en phase de réseaux d'amplificateurs fibrés au moyen de la méthode PIM	138
IV.4. Mise en phase de trente-sept voies amplificatrices fibrées : démonstration d'une mise en phase efficace à grand nombre d'émetteurs.....	152
IV.5. Conclusion	163
Conclusion générale	165
Annexe A : Rappels sur quelques critères d'évaluation de la qualité de la mise en phase .	168
Annexe B : Calculs des champs filtrés issus du système imageur réalisant le filtrage à contraste de phase.....	174
Annexe C : Approche mathématiques de l'algorithme d'optimisation PIM	183
Références bibliographiques	187
Table des illustrations.....	196

Introduction générale

L'augmentation de la puissance lumineuse fournie par une source laser et de la brillance (ou luminance) de son rayonnement a alimenté un très grand nombre de travaux de recherche au cours des vingt dernières années, tant du côté académique que du côté industriel. Ce courant de recherche a touché aussi bien les sources laser fonctionnant en régime impulsionnel que celles opérant en régime continu. La diversité des applications à la demande de puissances ultimes associées à de bonnes qualités de faisceaux a constitué une motivation majeure et a conduit à de rapides progrès dans le développement d'architectures laser délivrant de fortes puissances. Parmi ces applications, nous trouvons celles liées aux secteurs classiques de l'industrie automobile, aéronautique et navale avec l'usinage de pièces métalliques (découpe, soudure, etc...). Les secteurs de la défense et du spatial sont également à mentionner. L'ambition ici est de mettre au point des dispositifs très amonts permettant par exemple les communications en espace libre très longues distances avec des relais dans l'espace [1], ou encore le nettoyage de l'orbite terrestre avec le projet *Clean Space* [2]. Dans un registre très futuriste, il a également été proposé d'utiliser la combinaison de rayonnements laser pour propulser des micro-sondes vers notre plus proche étoile (Alpha du Centaure) afin d'explorer l'univers [3]. Enfin, en régime impulsionnel le caractère ultime est bien représenté par le laser Mégajoule en France [4] (et ses équivalents à l'étranger) qui est destiné à la simulation des armes nucléaires et aux expériences de physique des très hautes énergies (même si ici la qualité de faisceau n'est pas aussi stricte). Pour les impulsions ultracourtes, le projet XCAN [5] vise à construire un laser, avec un très large réseau d'amplificateurs à fibre, pour atteindre les puissances crêtes et les puissances moyennes requises pour accélérer les particules, pour neutraliser les déchets nucléaires et certains agents chimiques, ou encore pour la protonthérapie.

Si les premiers lasers à gaz et à cristaux de larges volumes ont suscité beaucoup d'intérêt pour générer des puissances élevées, ils ont été détrônés ces dernières années par l'arrivée des lasers à disques minces offrant une gestion plus efficace des effets thermiques, et limitant ainsi la dégradation de la qualité des faisceaux émis. En parallèle, les premières sources fibrées ont très vite séduit par les nombreux avantages qu'elles offrent. Les principaux avantages que l'on peut citer sont la grande surface d'échange avec l'extérieur favorisant la dissipation de la charge thermique due à la génération de puissance élevée, les très bonnes qualités de faisceaux émis ou encore le faible encombrement permettant d'envisager des sources puissantes et compactes. Il existe aujourd'hui sur le marché des sources fibrées pouvant délivrer jusqu'à 10kW en régime

continu (autour de $1\mu\text{m}$), sur un faisceau monomode transverse [6]. Cependant, une limite théorique existe et a aujourd'hui quasiment été atteinte. Les premiers facteurs limitant la puissance que peuvent délivrer ces sources fibrées sont les effets non-linéaires dus au confinement de fortes puissances dans des volumes restreints. A cela s'ajoute la tenue au flux des composants constituant les lasers à fibres, qui lorsqu'elle est dépassée se traduit par un endommagement irréversible des composants ou de la source dans son intégralité.

Pour répondre aux besoins en puissances très élevées de certaines applications et pour s'affranchir des limites d'une source unique, des méthodes alternatives ont été mises en point, et ont consisté à combiner de multiples faisceaux lasers issus de sources de technologies matures et bien maîtrisées.

Plusieurs approches se distinguent et l'on peut les scinder en deux catégories. La première, de loin la plus simple et la plus intuitive, consiste en une simple superposition des champs lasers sur le point cible que l'on souhaite illuminer. La puissance moyenne totale est alors directement égale à la somme des puissances moyennes de chaque émetteur. On parle ici de combinaison incohérente de faisceaux laser. Sur la base de ce principe, beaucoup d'expériences ont affichés des puissances élevées (régime kW) déposée à des distances relativement grandes pouvant aller jusqu'à près de 1,5 km [7].

La seconde catégorie, un peu plus complexe dans son principe, consiste cette fois à sommer les champs laser de manière cohérente. L'intérêt de procéder ainsi réside dans le fait que la puissance crête, mesurée en champ lointain autour de l'axe moyen de propagation dans le plan transverse, évolue suivant une loi en N^2 , où N est le nombre d'émetteurs combinés. On parle ici de combinaison cohérente de faisceaux lasers, et c'est autour de ce type de méthode que s'articule ce manuscrit.

Au cours du premier chapitre, nous nous intéresserons à une sous-catégorie de la combinaison cohérente, où la sommation des champs lasers se fait de manière passive, c'est-à-dire que l'ajustement des phases ne nécessite aucune électronique de contrôle. La mise en phase des rayonnements se fait en exploitant uniquement l'équilibre gain-pertes dans les lasers, et la capacité des lasers couplés à s'auto-organiser sur des modes de moindres pertes. J'aborderai cette thématique en commençant par une partie bibliographique, faisant l'état de l'art des techniques de combinaison cohérente passive. Cette analyse sera axée autour de la montée en

nombre d'émetteurs combinés et de la montée en puissance combinée. Je décrirai les principes des méthodes employées ainsi que leurs performances au travers de la qualité de la mise en phase, de la puissance combinée et du nombre d'émetteurs mise en phase.

La suite de ce premier chapitre traitera de mes premiers travaux de thèse visant à expliquer les limitations systématiquement rencontrées en termes de nombres et de puissances. En me ramenant à un montage simple ne faisant intervenir que deux voies amplificatrices, j'ai cherché à expliquer avec précision les facteurs limitant des systèmes de combinaison cohérente passive. Nous verrons que les résultats et conclusions issus de ces investigations, nous ont poussés à nous orienter vers des méthodes de phasages actives plus prometteuses.

Dans le second chapitre de ce manuscrit, je propose un état de l'art des techniques de combinaison cohérente active. Là encore, mon analyse sera axée autour de la montée en nombre et de la montée en puissance. Je décrirai les principes des différentes méthodes mises au point, ainsi que leurs performances en termes de qualité de la mise en phase, de dynamique du phasage et de nombres d'émetteurs combinés.

Les deux derniers chapitres de ce manuscrit seront quant à eux consacrés à la présentation d'une méthode innovante de mise en phase active, adaptée à de grands nombres d'émetteurs, qui a été mise au point à l'institut de recherche XLIM. Ce travail est le fruit d'une collaboration entre les équipes MSI « *Mathématiques & Sécurité de l'Information* » et PHOCAL « *PHOtonique Cohérente non linéAire et Laser* » (de l'Axe « *Photonique Fibre et Sources Cohérentes* ») de XLIM, et la compagnie CILAS. Au cours du troisième chapitre, je décrirai pleinement le principe et les performances de cette nouvelle méthode que nous avons baptisée méthode PIM, pour « *Phase-Intensity Mapping* ». Une première démonstration expérimentale de principe au moyen d'un banc modèle sans amplificateurs à fibres sera décrite. Les résultats expérimentaux seront mis en regard des prévisions numériques.

Enfin, un dernier chapitre clôturera ce manuscrit en décrivant les travaux que j'ai réalisés avec des réseaux de sept et trente-sept amplificateurs à fibre, fournissant chacun jusqu'à 5W de puissance laser en régime continu. Je présenterai dans ce chapitre les bancs expérimentaux mis en place, ainsi que les performances associées, en m'intéressant à chaque fois à la qualité de la mise en phase et à la dynamique du processus de phasage.



Mes travaux de doctorat ont été effectués avec le soutien de l'ANRT dans le cadre d'une convention CIFRE avec l'entreprise CILAS qui a conçu, réalisé et mis à disposition une majeure partie du matériel nécessaire aux démonstrations expérimentales de la méthode de phasage PIM.



Chapitre I. Combinaison cohérente passive de lasers en régime continu : montée en nombre d'émetteurs et montée en puissance

I.1. Introduction

Depuis les années 2000, de nombreux travaux sur la combinaison cohérente de lasers à fibre par voie passive ont été réalisés pour proposer des sources de forte brillance. Cette méthode réalise une amplification en parallèle de multiples rayonnements, qui sont mis en phase au sein d'une même cavité. Le principal intérêt de ces approches est qu'elles exploitent des montages tout-optique, simples à mettre en œuvre puisque reposant sur des propriétés d'auto-organisation des lasers. Pour être performantes, ces architectures passives doivent permettre la mise en phase d'un nombre significatif de voies, transportant chacune une puissance voisine de ce que pourrait délivrer une source standard.

La plupart des travaux jusqu'alors ont eu pour objectif d'étudier les performances de mise en phase en fonction du nombre de voies d'amplification. Ces travaux ont majoritairement été réalisés à basses puissances, ou avec des fibres passives sur les voies mises en parallèle.

La première partie de ce chapitre dresse un état de l'art des performances actuelles obtenues avec les techniques de mise en phase passive de lasers à fibres. Ces performances sont liées d'une part au nombre de voies co-phasées efficacement, à la puissance délivrée par chacune des voies d'amplification et d'autre part, aux approches qui ont été imaginées pour réaliser une combinaison efficace.

L'analyse de ces performances nous a amenés à approfondir ce dernier volet, en cherchant à vérifier s'il est possible de combiner efficacement, de façon passive, des lasers délivrant leur puissance nominale. La deuxième partie de ce chapitre aborde ce point à travers l'étude expérimentale d'un laser à fibre possédant une architecture basique à deux voies, pour faciliter l'analyse de l'émission en fonction du niveau de puissance délivré par les amplificateurs.



I.2. Etat de l'art sur les performances atteintes avec les techniques passives de combinaison cohérente

I.2.1. Principe de la mise en phase passive : analyse au regard du nombre de lasers mis en jeu

La combinaison cohérente passive exploite divers montages basés soit sur des cavités externes couplant un ensemble de lasers, soit sur des cavités avec de multiples voies d'amplification parallèles. Dans ce dernier cas, les rayonnements sont mis en phase par un ou plusieurs éléments intracavité qui réalisent soit un filtrage spatial [8-11], soit un filtrage spectral comme dans le cas des lasers interféromètres [12,13] soit des couplages de proche en proche par injection mutuelle [14,15].

Dans tous les cas, ce filtrage force les lasers à osciller sur les modes longitudinaux de moindres pertes, qui sont également les modes communs à l'ensemble des sous-cavités. Dans cette situation, les rayonnements émis par les multiples émetteurs sont en phase : on parle de mise en phase par auto-organisation spectrale. La Figure.I-1 illustre la sélection des modes longitudinaux en fonction du nombre de voie à mettre en phase.

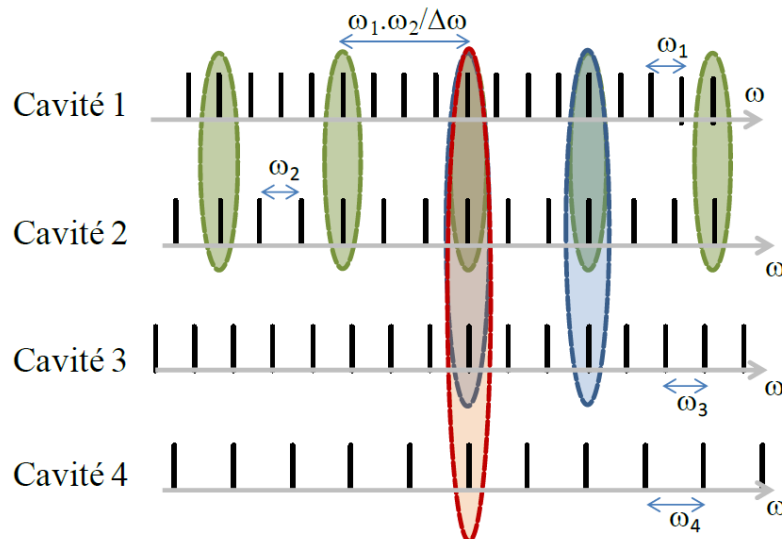


Figure I-1 : Illustration de la raréfaction des modes longitudinaux communs avec l'augmentation du nombre de sous-cavités extraite de la référence [33].

Cette illustration simple met en évidence la diminution des coïncidences modales avec l'augmentation du nombre de sous-cavités mises en jeu. La conséquence majeure de ce

phénomène est une dégradation des performances de mises en phase, et plus particulièrement une diminution de l'efficacité de combinaison. Selon le modèle de Dimitri Kouznetsov traitant le cas de cavités froides (sans gain), cette décroissance suit une loi quasi-exponentielle [16]. D'autres modèles, soit basés sur des cavités froides également [17,18] soit tenant compte du gain dans les amplificateurs [19] donnent la même tendance. Les résultats de ces modèles sont illustrés sur le graphe de la Figure.I-2 ci-dessous.

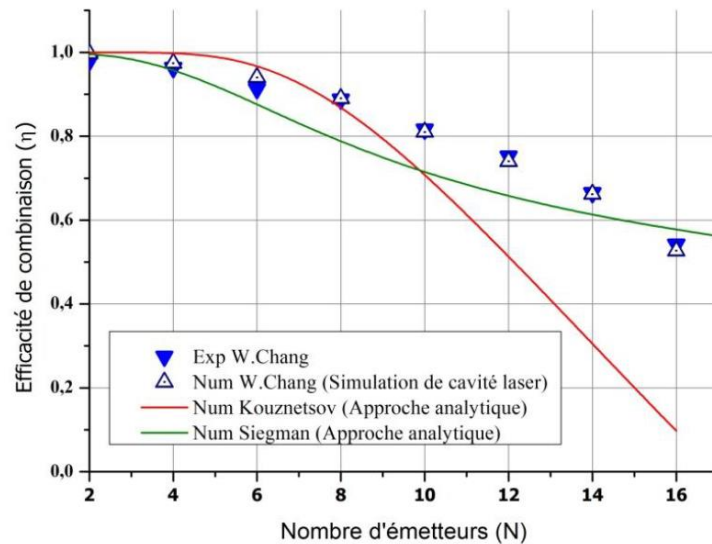


Figure I-2 : Evolution de l'efficacité de combinaison calculée au moyen des divers modèles considérant soit une cavité froide : Kouznetsov (courbe rouge), Siegman (courbe verte), soit une cavité laser : Chang (triangles) + conditions de simulation.

On pourrait imaginer égaliser les longueurs des sous-cavités pour assurer les congruences modales mais ceci n'est pas envisageable avec des lasers à fibres. En effet, ces composants étant très sensibles à tous types de perturbations environnementales, leurs longueurs optiques peuvent fluctuer au cours du temps ce qui conduirait à désaccorder les peignes de modes longitudinaux. Les congruences modales seraient alors repoussées en dehors de la bande de gain, résultant en la perte de l'accord de phase [13].

I.2.2. Architectures lasers dédiées à la mise en phase passive de lasers à fibre

Les différentes façons de coupler les lasers donnent, dans leur grande majorité, cette même décroissance de l'efficacité de combinaison avec le nombre de bras amplificateurs disposés en parallèle.



I.2.2.1. Cavités lasers couplées de proche en proche

Dans certaines architectures, les lasers peuvent être couplés de proche en proche. C'est le cas des techniques d'injection mutuelle, où chaque voie laser partage une partie de son rayonnement avec un ou plusieurs lasers voisins. L'avantage majeur de cette technique est que les rayonnements ne sont combinés en aucun endroit de la cavité, évitant ainsi aux composants fibrés d'avoir à supporter de fortes puissances. Les travaux réalisés par S. Auroux *et al.* [14], ont montré la possibilité de mettre en phase deux lasers couplés, avec le montage décrit par le schéma de la Figure.I-3 ci-dessous.

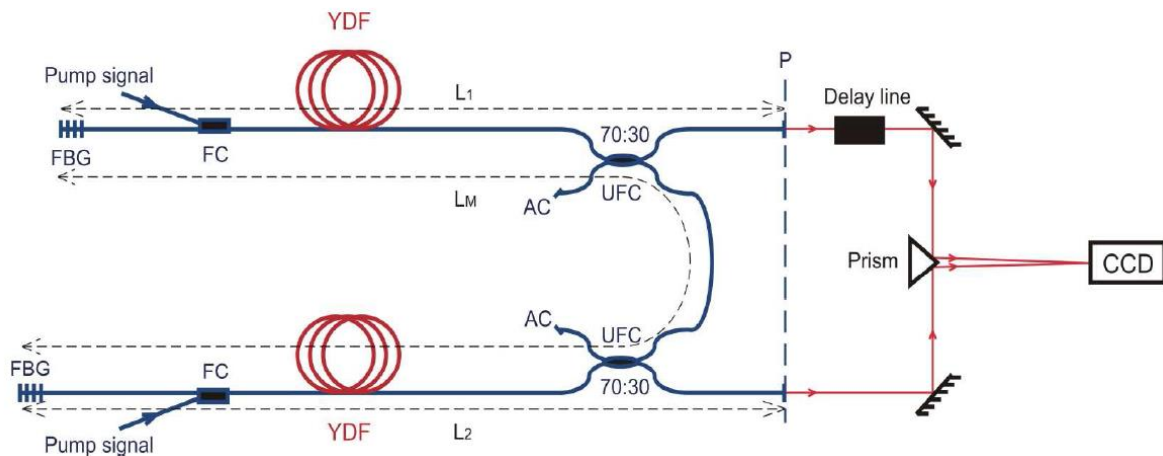


Figure I-3 : Schéma du dispositif expérimental ayant permis la mise en phase de deux lasers [14].

Ce montage expérimental est constitué de deux cavités lasers à fibres. Leurs rayonnements sont couplés au moyen de coupleurs déséquilibrés (UFC 70:30). Il apparaît alors une cavité laser composite constituée de trois sous-cavités de longueurs différentes notées L₁, L₂ et L_M sur le schéma de la Figure.I-3. Seuls les modes longitudinaux communs à ces trois sous-cavités, et subissant les pertes les plus faibles, peuvent osciller dans la cavité composite et être couplés hors cavité. Dans le plan de sortie, les rayonnements issus des multiples voies de sortie, ne sont pas forcément mutuellement cohérents. L'ajout d'une ligne à retard permet de se placer dans les conditions où la cohérence mutuelle entre les rayonnements est à son maximum, assurant ainsi une combinaison cohérente efficace. Les faisceaux émis par les deux voies de sortie fibrées sont combinés au moyen d'un prisme dans le plan d'une caméra CCD. La figure d'interférences résultant de cette combinaison sont illustrées en Figure.I-4.

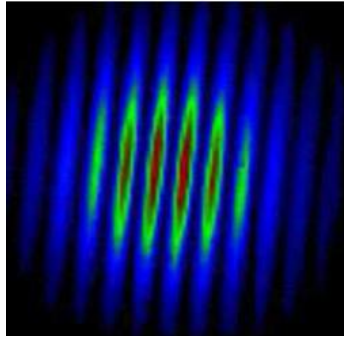


Figure I-4 : Figures d'interférences obtenues avec le montage illustré en Figure.I-3, dans un cas où la cohérence mutuelle est à son maximum [14].

Le contraste calculé à partir de la Figure.I-4 était très proche de 1. Il est important de noter que la cohérence mutuelle entre voie est d'autant plus complexe à gérer que le nombre de voie est grand.

Sur la base du même principe, d'autres travaux, proposés par M. Fridman *et al.* [19], ont consisté à coupler de manière passive vingt-cinq lasers à fibre par injection mutuelle. Le montage expérimental mis en place est illustré par la Figure.I-5.

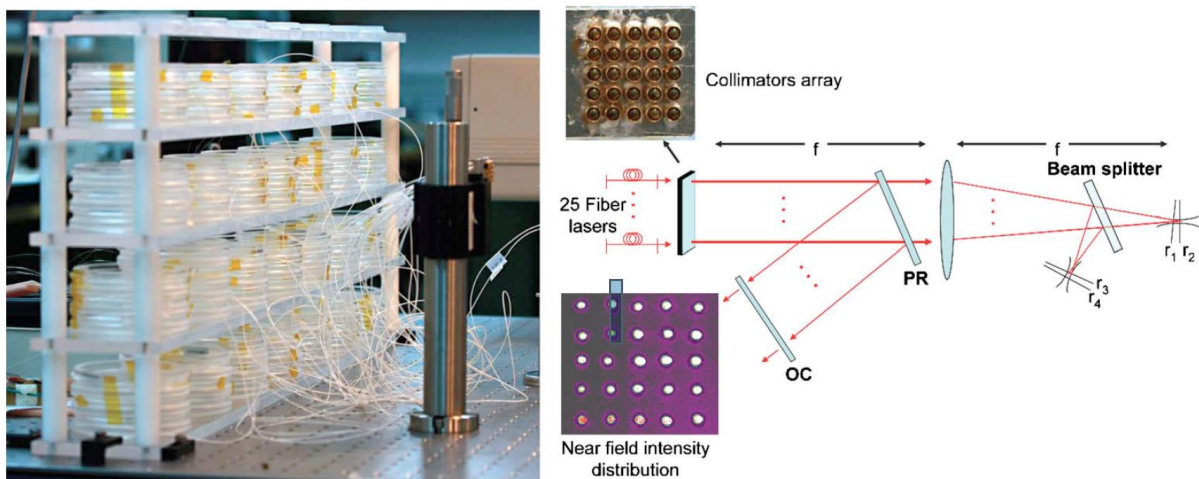


Figure I-5 : Schéma et photo du banc expérimental utilisé dans [19] pour essayer d'atteindre la mise en phase passive de 25 lasers par injection mutuelle.

L'architecture de ce banc expérimental diffère significativement de celui exploité dans [14] mais les phénomènes physiques mis en jeu sont identiques. Les sorties de vingt-cinq lasers sont disposés dans une matrice carrée. Les rayonnements sont focalisés au foyer image d'une lentille convergente, où se forme une figure d'interférences (champ lointain). Ce plan est affiché

en deux endroits grâce à une lame séparatrice. Au niveau de chacune des répliques du champ lointain, des paires de miroirs (r_1-r_2 et r_3-r_4) ont été placées afin d'assurer les couplages entre émetteurs voisins. En modifiant les orientations de ces miroirs, il a été possible de modifier les couplages réalisés, et notamment de modifier le nombre d'émetteurs couplés entre eux.

Les auteurs mettent en évidence la décroissance de la qualité de la mise en phase avec l'augmentation du nombre de laser à co-phaser, à la fois par l'expérience et par le calcul. La qualité du phasage est ici observée au travers du contraste de la figure d'interférences, formée au foyer de la lentille convergente. Le graphe de la Figure.I-6 illustre ces résultats.

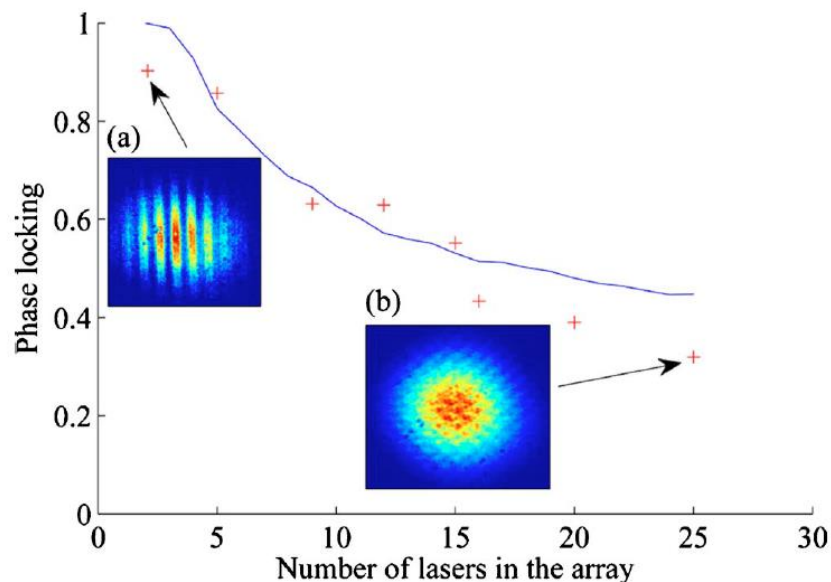


Figure I-6 : Graphe illustrant la décroissance de la qualité de la mise en phase observée au travers du contraste de la figure d'interférence : résultat expérimental (croix rouges), prévisions numériques (courbe bleue) [19].

Nous remarquons ici que le contraste est très proche de son maximum ($> 90\%$) dans le cas d'un faible nombre d'émetteurs (< 5) (champ lointain illustré par l'insert (a)), puis se dégrade rapidement avec l'augmentation du nombre de laser, pour finalement atteindre 30% à vingt-cinq lasers (champ lointain illustré par l'insert (b)).

Plus récemment, une nouvelle architecture de mise en phase passive par injection mutuelle a été proposée par Y. Cheng *et al.* [20]. Dans ce montage, les couplages entre émetteurs voisins sont réalisés d'une part au moyen d'un coupleur fibré liant les voies amplificatrices, et d'autre part par un coin de cube (voir Figure.I-7).

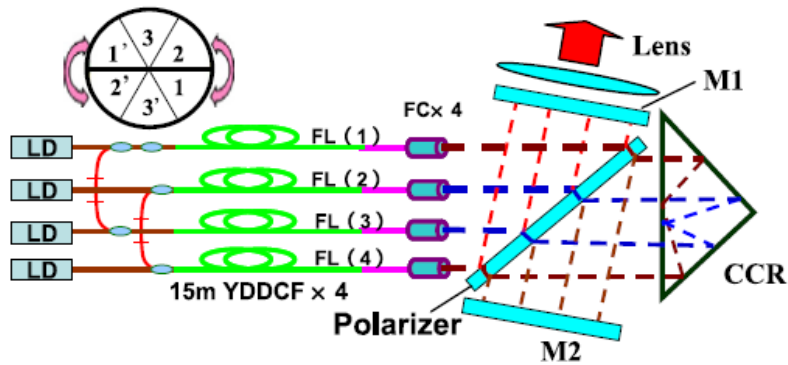


Figure I-7 : Schéma expérimental du dispositif de mise en phase passive par injection mutuelle utilisant le réflecteur en coin de cube (cas de quatre voies amplificatrices) [20].

La combinaison des quatre faisceaux en champ lointain a donné la figure d'interférences illustrée en Figure.I-8.

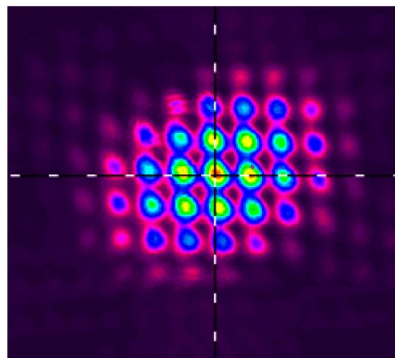


Figure I-8 : Figure d'interférence en champ lointain résultant de la combinaison cohérente des 4 faisceaux mis en phase par injection mutuelle dans [20].

Il a été obtenu ici une efficacité de combinaison de plus de 80%, pour une puissance de sortie de 32W.

Dans la catégorie des systèmes de mise en phase utilisant les couplages entre émetteurs voisins, on trouve également les cavités couplées par effet Talbot [21,22]. Dans ce type d'architecture, les émetteurs sont juxtaposés à intervalle régulier (le long d'une ligne ou dans une matrice). Leurs rayonnements sont diffractés par les ouvertures de sortie, puis interfèrent de proche en proche au fil de leur propagation dans la cavité. Un miroir de fond de cavité renvoie alors dans chaque émetteur, une part du rayonnement des émetteurs voisins. Lorsque les émetteurs sont en phase, les multiples rayonnements forment une figure d'interférences structurée, évoluant de manière périodique avec la distance de propagation (tapis de Talbot) (voir Figure.I-9).

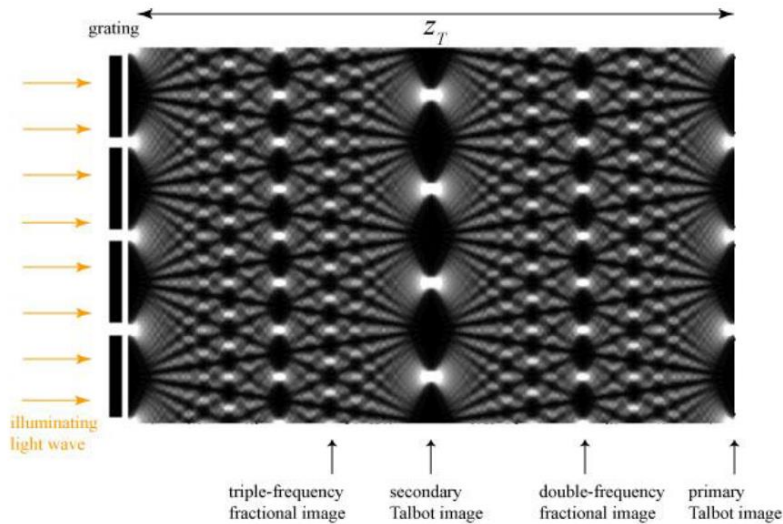


Figure I-9 : – Figure d’interférences obtenue par diffraction d’un réseau de sources périodiques synchrones (effet Talbot) [22].

Le champ formé par les sorties des émetteurs est reproduit à une distance particulière appelée distance de Talbot (notée z_T sur la Figure.I-9). En plaçant le miroir de fond de cavité à la moitié de la distance de Talbot, il est possible d’imager les sorties sur elles-mêmes, permettant un recouvrement optimal entre la figure d’interférences et les sorties des voies laser.

C’est notamment le phénomène qu’ont utilisé E. Ronen *et al.* [11] dans leurs travaux ayant démontré pour la première fois la mise en phase de sept lasers à fibres par effets diffractifs. Le montage mis en place lors de ces expériences est illustré par la Figure.I-10 ci-dessous.

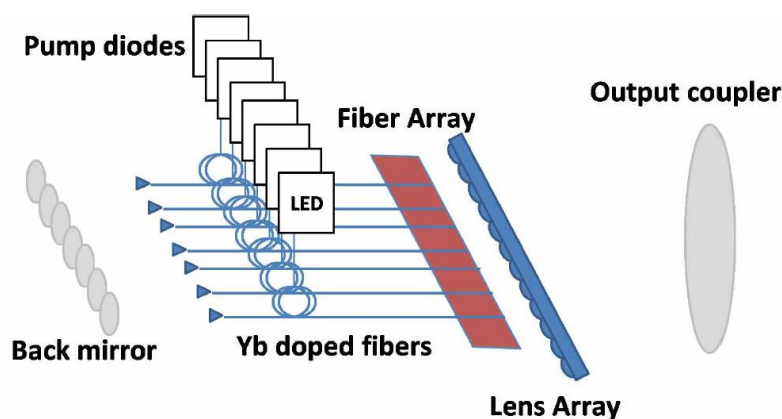


Figure I-10 : Schéma du montage expérimental proposé dans [11] pour démontrer la mise en phase de sept laser à fibres par couplage diffractif.



Dans ce montage, sept voies amplificatrices constituées de fibres dopées ytterbium, ont été disposées en parallèle. Chaque voie est constituée d'un miroir de fond de cavité, mais toutes partagent un même coupleur de sortie. Les rayonnements émis sont diffractés en sortie du réseau de lentilles, puis interfèrent de proche en proche au cours de leur propagation sur un aller-retour entre le réseau de lentilles et le coupleur de sortie. Ce dernier est placé au quart de la distance de Talbot de sorte à imager les sorties de fibre sur elles-mêmes, mais dans un régime où deux émetteurs consécutifs sont en opposition de phase, ce qui est revenu à forcer le système à se verrouiller sur une frange centrale sombre. En champ lointain, la figure d'interférences était constituée de deux lobes tels qu'illustré dans la Figure.I-11 ci-dessous. Le contraste des franges a été mesuré égal à 82%.

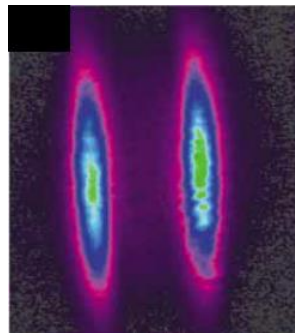


Figure I-11 : Figure d'interférences obtenue par couplage diffractif ou effet Talbot [11].

Les investigations numériques ayant accompagné ces travaux expérimentaux ont mis en évidence à leur tour, la sensibilité de ce types de systèmes de mise en phase passive au nombre d'émetteurs à co-phaser. En effet, d'après des résultats de simulation, les auteurs ont montré que la qualité du phasage, observée au travers du rapport de Strehl (définition en partie I.2.3 de ce chapitre et en Annexe A) décroît rapidement avec le nombre de lasers. Cependant, ils précisent qu'il serait possible de limiter cette décroissance en disposant les multiples émetteurs au sein d'une matrice 2D, de sorte à coupler plus de lasers entre eux. Cette proposition rejoint l'observation expérimentale faite par M. Fridman *et al.* deux ans plus tôt [19]. Dans cette publication, il est étudié l'impact du nombre de connections entre un laser et ses voisins sur la qualité du phasage. Les auteurs ont observé une évolution monotone de l'efficacité de combinaison avec le nombre de voisins qui échangent une partie de leur signal. Avec vingt-cinq lasers, l'efficacité de combinaison passe de 21% à 29% lorsque le nombre moyen de connexions dans le réseau passe respectivement de 1,9 à 3,2.



Certaines approches de mise en phase permettent de faire en sorte que chaque laser partage une partie de son rayonnement avec l'ensemble des éléments du réseau (couplage global). C'est le point que j'aborde dans la sous-partie suivante.

I.2.2.2. Cavité à transformation de Fourier : mise en phase par filtrage spatial

C'est le cas notamment des cavités lasers intégrant une partie en espace libre où est réalisée une transformation de Fourier (spatial) entre la matrice de faisceaux et une zone de filtrage spatial. Ce dernier assure la mise en phase et peut être effectué de diverses manières.

Dans les travaux de J. Lhermite *et al.* [23], la mise en phase de quatre voies amplificatrices a été démontrée au moyen d'une cavité composite, au sein de laquelle une transformation de Fourier spatiale affichait le spectre des vecteurs d'onde dans le plan d'un élément de filtrage. Ce montage est illustré par le schéma de la Figure.I-12.

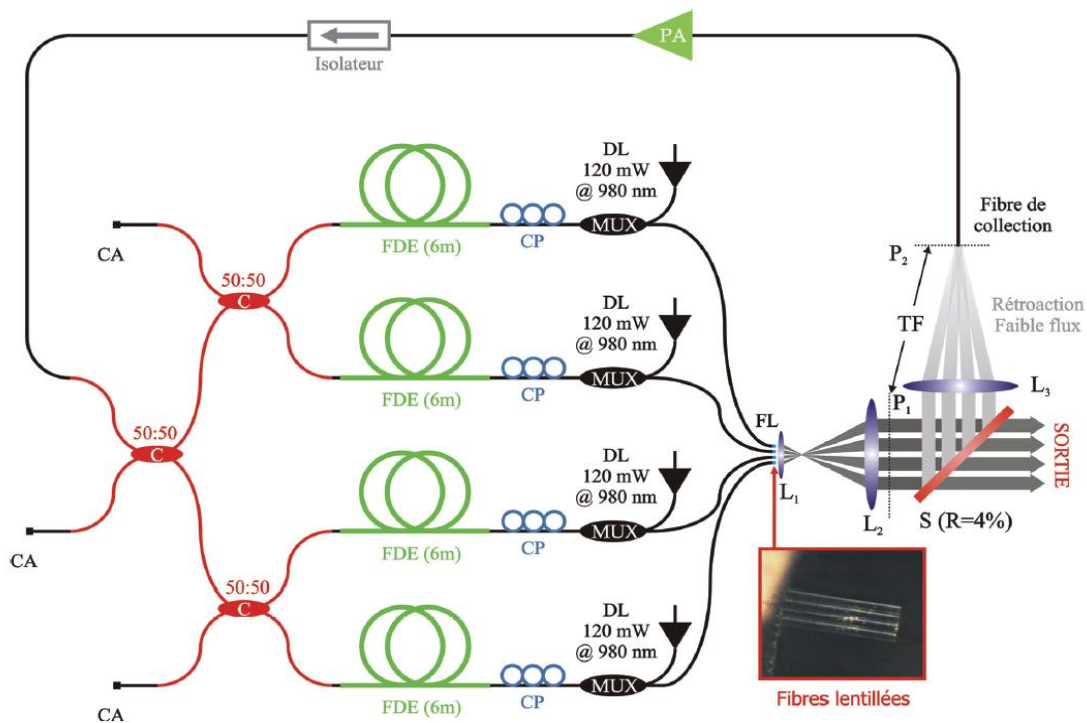


Figure I-12 : Schéma du montage expérimental utilisé pour mettre en phase quatre voies amplificatrices fibrées extrait de [23].

Dans cette cavité composite, quatre voies amplificatrices, chacune constituée de 6m de fibre dopée Erbium, sont placées en parallèle. Les rayonnements sont émis au travers d'un réseau unidimensionnel de fibres lentillées (FL), puis redimensionnés au moyen d'un montage

afocal formé par la paire de lentilles (L1) et (L2). La majeure partie du rayonnement est couplée hors cavité au travers du coupleur de sortie (S). Le reste du rayonnement se propage au travers d'une lentille (L3) qui réalise une transformation de Fourier, et affiche le spectre des fréquences spatiales du rayonnement du plan (P1), dans le plan (P2). En (P2) se trouve une fibre de collection servant à la fois de rétro-action tout-optique et d'élément de filtrage. En effet, cette fibre permet de réinjecter le rayonnement dans les amplificateurs, tout d'abord au travers d'un isolateur, coupant toute onde contra-propagative, puis au travers d'une cascade de coupleurs répartissant de manière égale le rayonnement sur les quatre voies amplificatrices. L'autre rôle de cette fibre de collection est d'effectuer un filtrage spatial. Son cœur est utilisé comme une pupille n'offrant une transmission maximale que pour les fréquences spatiales très basses et imposant des pertes très élevées pour les plus hautes fréquences spatiales. Cela force le laser à osciller aux longueurs d'onde communes aux quatre sous-cavités, favorisant l'énergie dans le lobe central de la figure d'interférences affichée dans le plan de filtrage (P2).

La mise en phase des quatre voies amplificatrices (à faible puissance) a été démontrée par l'obtention d'une figure d'interférences verrouillée, au contraste élevée (94%) et illustrée en Figure I-13.

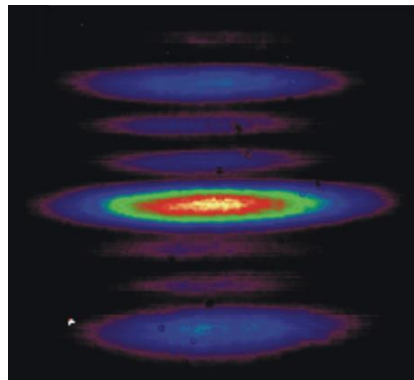


Figure I-13 : Champ lointain expérimental enregistré avec le laser à quatre voies amplificatrices fibrées (réseau 1D) illustrant le fonctionnement en régime co-phasé (extrait de [23]).

Sur le même principe, J. Guillot *et al.* [24] ont démontré la possibilité de mettre en phase quatre voies amplificatrices à plus forte puissance. Le montage proposé dans ces travaux est très similaire à celui présenté en Figure I-12, à la différence près que les quatre voies amplificatrices sont disposées cette fois dans une matrice de sortie carrée. Les figures d'interférences obtenues en champ lointain sont présentées en Figure I-14.

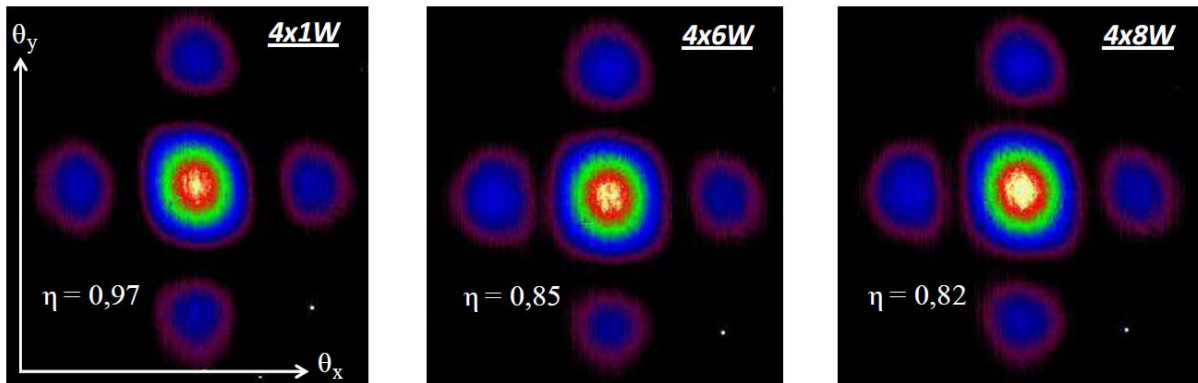


Figure I-14 : Figures d'interférences obtenues en champ lointain résultant de la combinaison cohérente des 4 émetteurs placés dans une maille carré. Les points de fonctionnement et les efficacités de combinaison η associées sont indiqués sur chaque image [24].

La qualité de la mise en phase est quantifiée ici au travers de l'efficacité de combinaison, définie pour cette architecture par la relation suivante :

$$\eta = \frac{P_{\text{crête}}}{(\sum_i^N \sqrt{P_i})^2} \quad (1)$$

Avec $P_{\text{crête}}$ la puissance crête au centre du lobe central, mesurée sur la figure d'interférences en champ lointain, et $(\sum_i^N \sqrt{P_i})$ la somme cohérente idéale des puissances individuelles des N émetteurs.

Il a été mis en évidence ici, la décroissance de l'efficacité de combinaison lors de l'augmentation du niveau de pompage des amplificateurs. Dans la configuration la plus efficace, les valeurs passaient de 97% pour 1W de sortie par voie amplificatrice, à 82% pour 8W de sorties par voie. Cette tendance bien connue dans les systèmes de combinaison passive sera abordée plus en détails à partir de la partie I.3 de ce premier chapitre.

Une réalisation différente mais exploitant toujours le filtrage spatial intracavité a été utilisé par B. He *et al.* en 2006 [25] pour mettre en phase deux rayonnements lasers. Dans cette nouvelle architecture, deux lasers constitués de fibre dopées ytterbium, sont disposés en parallèle. Leurs rayonnements sont collimatés au moyen des lentilles (L1) et (L2) formant ainsi un champ proche composé de deux faisceaux. Une lentille (L3) affiche le spectre des fréquences spatiales de ce champ proche sur un miroir de sortie imposant un filtrage spatial. En effet, ce

dernier impose des zéros de réflexion dans les zones du plan de Fourier de (L3) où l'intensité est la plus faible. De cette manière, les multiples émetteurs lasers sont forcés de sélectionner les longueurs d'onde communes favorisant l'énergie dans les zones de réflexion maximale (pertes les plus faibles). Le montage expérimental réalisé dans ces travaux est présenté par la Figure I-15.

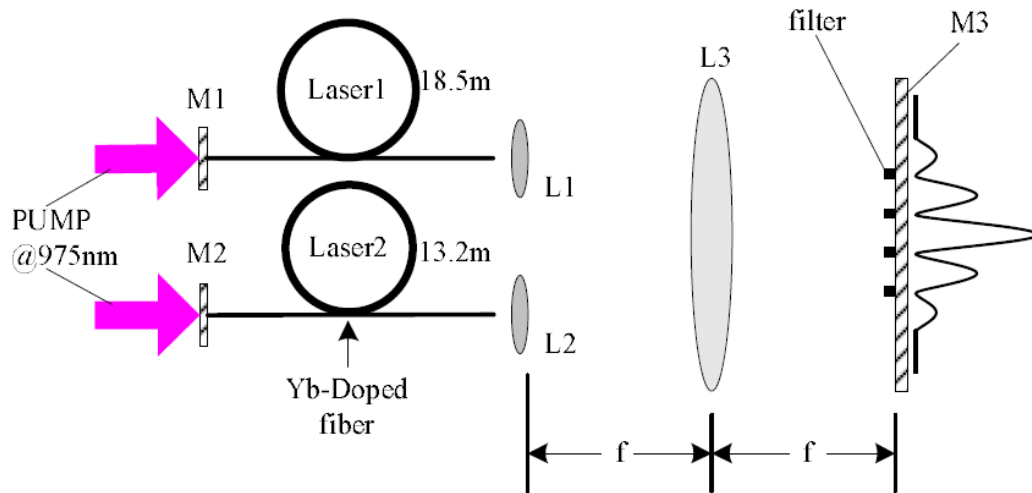


Figure I-15 : Schéma du montage expérimental proposé par B. He *et al.* dans [25].

Il a ainsi été possible de démontrer le verrouillage en phase des rayonnements issus des lasers 1 et 2, à une puissance totale de sortie d'environ 12W, représentant 88% d'énergie combinée de manière cohérente. Les images de la Figure I-16 ci-dessous montre les champs lointains expérimentaux obtenus dans un cas « non-phasé » (Figure I-16-(a)), et dans un cas en phase (Figure I-16-(b)).

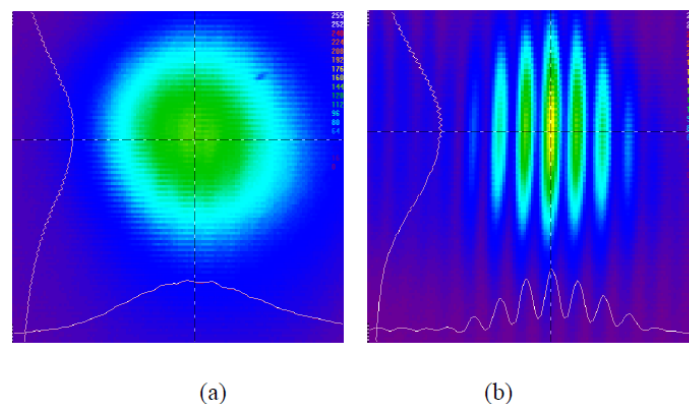


Figure I-16 : Image des champs lointains obtenus par la méthode présentée par B.He *et al.* dans [25], dans un cas « non-phasé » sur l'image (a), et dans le cas « en phase » sur l'image (b).

Ces travaux se rapprochent de ceux présentés par C. J. Corcoran *et al.* dans [26,27], où ils réalisent la mise en phase d'un réseau de lasers à fibre disposés en ligne, et couplés au moyen d'une cavité à auto-transformée de Fourier (voir Figure I-17).

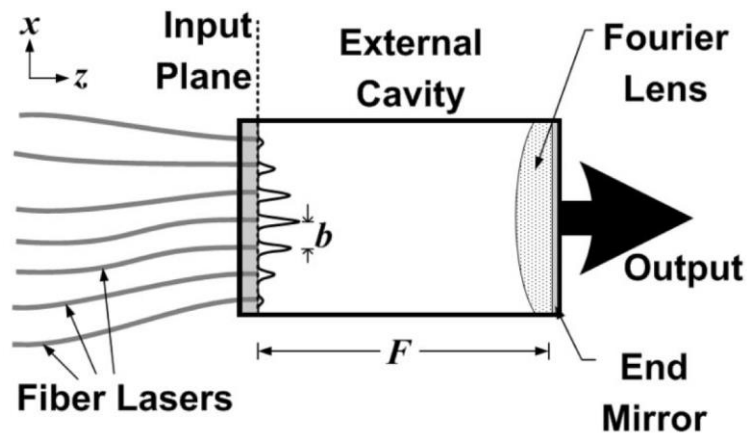


Figure I-17 : Schéma de la cavité à auto-transformée de Fourier présentés dans [26].

Au sein d'une cavité externe, les rayonnements issus du réseau de fibres sont couplés les uns aux autres au moyen d'une lentille de Fourier, placée à sa distance focale du plan d'entrée de la cavité externe. Cette lentille est collée au miroir de sortie. Les faisceaux la traverse en aller-retour permettant d'imager la figure d'interférences obtenue par transformation de Fourier, sur le réseau de fibres. Pour que le champ lointain soit de dimensions très proches du champ proche, le pas du réseau et la focale de la lentille doivent être judicieusement choisis. Le rayonnement en phase observé en champ lointain, affiche des franges d'interférences dont le contraste atteint une valeur de 87%.

I.2.2.3. Cavité laser interféromètre : mise en phase par filtrage spectral intracavité

L'autre technique permettant le couplage d'un émetteur vers ses voisins est d'exploiter le potentiel des cavités laser interféromètre. Ici, le filtrage s'effectue non plus dans le domaine spatial, mais dans le domaine spectral.

Ce type d'architecture est généralement présenté sous la forme d'une cavité de Fabry-Pérot classique au sein de laquelle, le miroir de fond de cavité est remplacé par des bras interférométriques multiples, introduisant un filtrage spectral intracavité. Toujours grâce aux propriétés d'auto-organisation des lasers couplés, le laser interféromètre va osciller aux longueurs d'onde communes aux multiples bras interférométriques, pour lesquelles la

transmission de la fonction de filtrage spectral de l'interféromètre est maximale (moindres pertes). Les rayonnements sont combinés au sein même de la cavité, permettant l'émission d'un faisceau unique [28].

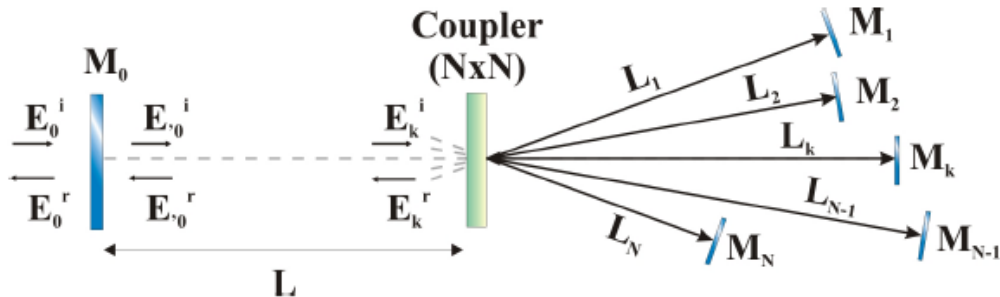


Figure I-18 : Schéma d'un laser interféromètre à N voies extrait de [28]

En 2002, la démonstration de la mise en phase de deux et quatre voies amplificatrices placées au sein d'un laser interféromètre de type Mach-Zehnder, a été faite par D. Sabourdy *et al.* [28]. La Figure I-19 illustre le montage expérimental à quatre voies amplificatrices.

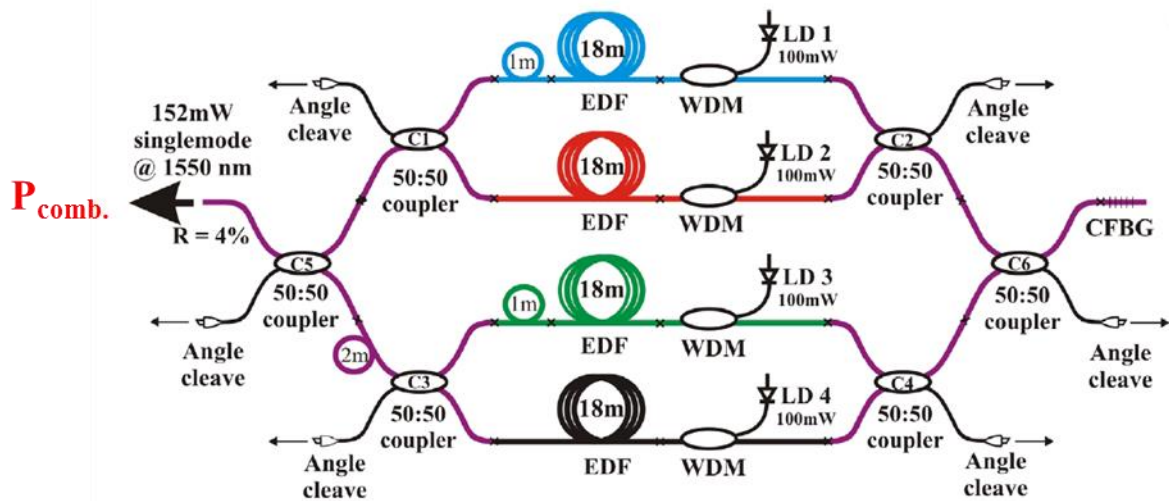


Figure I-19 : Schéma du laser interféromètre de type Mach-Zehnder à quatre voies amplificatrices présenté dans [28].

Dans cette configuration, l'efficacité de combinaison est définie comme le rapport entre la puissance résultant de la combinaison des faisceaux ($P_{comb.}$) et la somme des puissances couplées hors cavité ($P_{comb.} + \sum_i^N P_i$), avec N le nombre de voies de sortie autre que la voie utile propageant le faisceau combiné.

$$\eta = \frac{P_{comb}}{P_{comb} + \sum_i^N P_i} \quad (2)$$

A quatre voies amplificatrices cette grandeur atteignait 95%. A seulement deux voies amplificatrices, cette valeur était de 99%, synonymes d'un phasage quasi parfait. Des résultats très similaires ont été obtenus la même année, avec les mêmes architectures de laser par A. Shirakawa *et al.* [29].

En 2005, une démonstration de combinaison cohérente passive par filtrage spectral intracavité a été faite à un plus grand nombre d'émetteurs par H. Bruesselbach *et al.* [30]. En combinant dix lasers à fibres au moyen d'une cascade de coupleurs, une puissance de sortie de 200W a pu être atteinte. Les auteurs ont cherché à déterminer la part d'énergie de sortie correspondant au rayonnement cohérent, ainsi que l'impact du nombre d'émetteurs sur son évolution. Le résultat a été décrit au moyen du graphe de la Figure I-20, extrait de la référence [30].

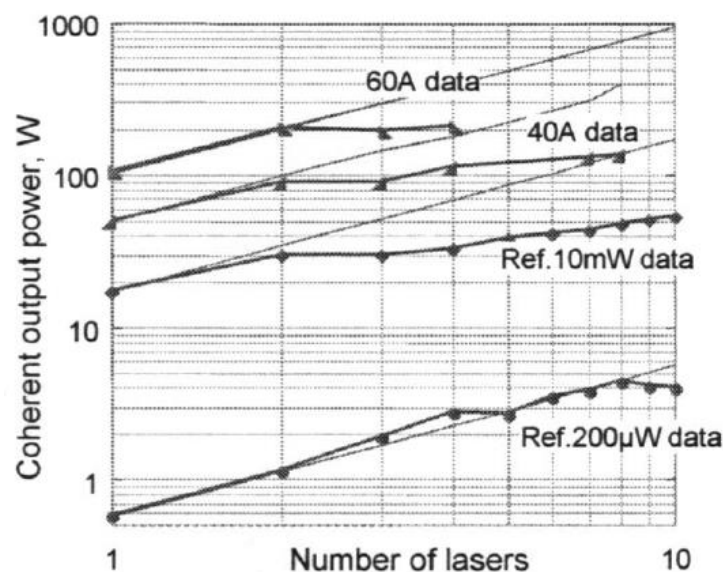


Figure I-20 : Evolution de la part de puissance de sortie obtenue par sommation cohérente des rayonnements, en fonction du nombre d'émetteur combinés [30]. Les libellés sur chaque courbe se rapportent aux conditions expérimentales des travaux décrits et permettent de les identifier.

Nous pouvons remarquer sur le graphe de la Figure I-20 que les données mesurées par les auteurs, ainsi que celle rapportées d'autres expériences, font apparaître un point de fonctionnement à partir duquel l'évolution de la puissance transportée par le rayonnement cohérent n'évolue plus linéairement avec l'accroissement du nombre d'émetteurs. Ces résultats, indépendamment du régime de puissance, présente d'une autre façon la limitation des architectures de combinaison cohérente passive en terme de nombre d'émetteurs à combiner.

D'autres travaux, réalisés par W. Chang *et al.* [31], ont eu pour but d'étudier l'impact de la montée en nombre d'émetteurs dans les architectures passives de mise en phase sur l'efficacité de combinaison. Les cavités mises en jeu étaient de tailles très différentes allant de deux à seize lasers à fibres. La Figure I-21 décrit la cavité à seize émetteurs.

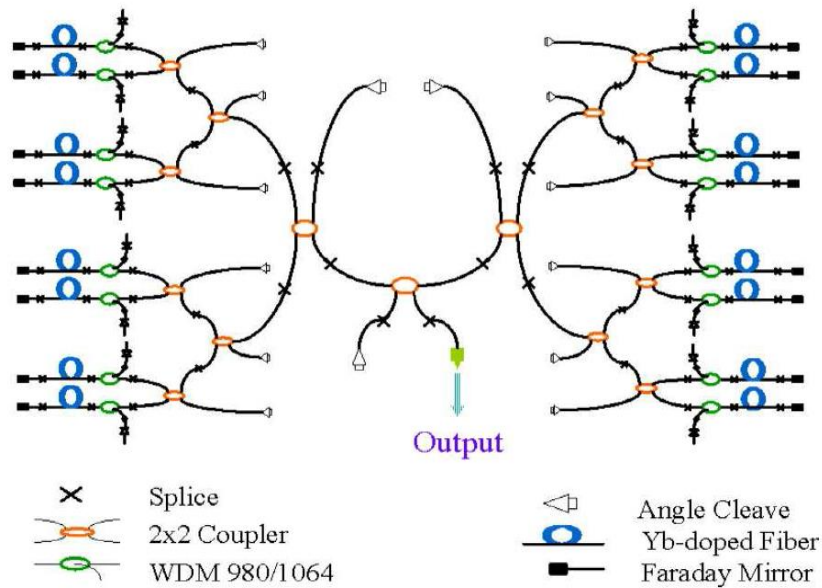


Figure I-21 : Schéma de la cavité composite à 16 émetteurs réalisée par W. Chang *et al.* [31].

Les résultats obtenus par W. Chang *et al.* sont présentés en Figure I-22 ci-après.

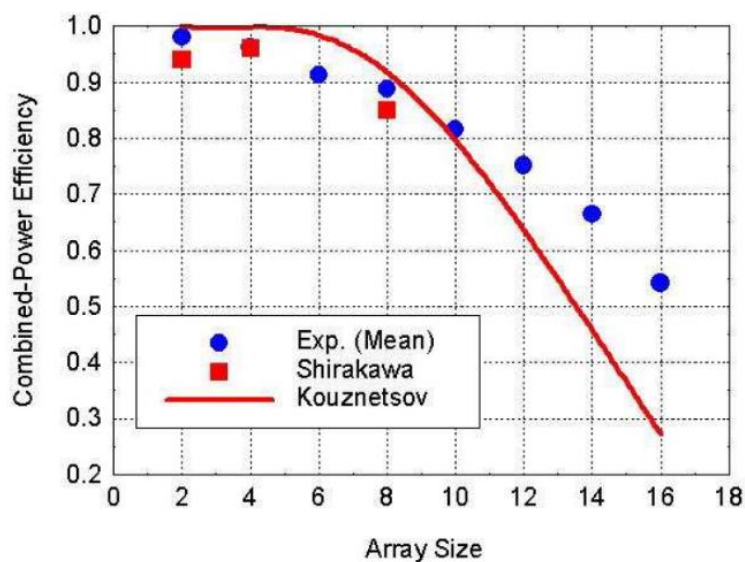


Figure I-22 : Evolution de l'efficacité de combinaison en fonction du nombre d'émetteurs à co-phaser : modèle numérique de D. Kouznnetsov *et al.* [16] (courbe rouge), données expérimentales de A. Shirakawa *et al.* [32] (carrés rouges) et données expérimentales de W. Chang *et al.* [31] (point bleu).

Nous pouvons remarquer une décroissance nette de l'efficacité de combinaison avec l'augmentation du nombre de lasers à co-phaser. La comparaison avec des données obtenues numériquement par D. Kouznetsov et al. [16] et expérimentalement par A. Shirakawa [32] a montré une bonne correspondance des résultats issus des divers travaux.

Bien que séduisantes par leur simplicité d'implémentation, et le faible coût qu'elles engendrent, les architectures passives de mise en phase apparaissent limitées en nombre d'émetteurs qu'il est possible de co-phaser. En effet, les performances en termes d'efficacité de combinaison ne sont bonnes que pour des matrices n'excédant pas dix à quinze lasers. Cette limitation peut être expliquée en partie par le fait que le nombre de degré de liberté dont dispose un tel système pour ajuster les phases des multiples émetteurs est trop faible. Dans toutes les architectures présentées dans cette partie, un seul degré de liberté (fréquence d'oscillation) permet aux cavités composites de jouer sur les phases des rayonnements à mettre en phase.

Dans le but d'augmenter ce nombre de degrés de liberté, une nouvelle architecture laser, proposée par l'institut de recherche XLIM [33], a permis de rétroagir à la fois sur les phases des rayonnements mais également sur leurs amplitudes, de sorte que ces informations puissent être différentes selon le bras amplificateur considéré. L'idée a été ici d'exploiter le couplage gain-phase ayant lieu dans les amplificateurs [34,35], dans une configuration laser qui transcrit par une opération de filtrage par contraste de phase [36] les écarts de phases entre émetteurs, en écarts d'intensités. Ces écarts d'intensités induisent par la suite, des déphasages différents dans les fibres actives du fait des non-linéarités de gain, permettant de compenser les écarts de phases entre émetteurs du réseau. Des montages expérimentaux impliquant des matrices allant de neuf à vingt lasers ont été réalisés. La Figure I-23 illustre le montage mis en place dans le cas de neuf émetteurs couplés lors des travaux de thèse de F. Jeux [33].



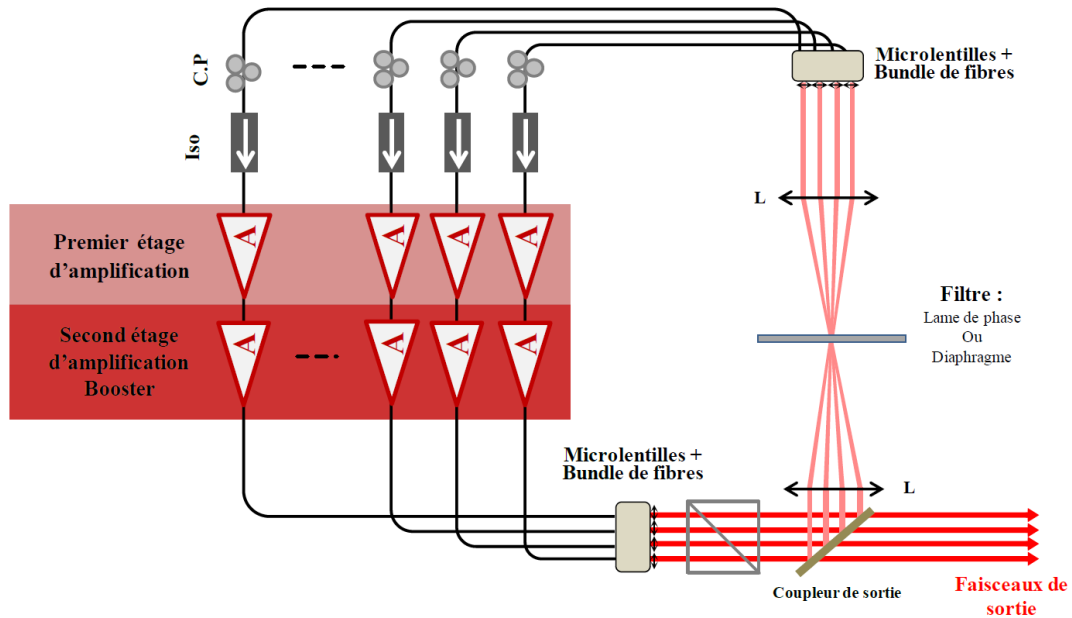


Figure I-23 : Schéma du banc expérimental réalisant la mise en phase de neuf émetteurs couplés au moyen du filtrage par contraste de phase et des couplages gain-phase dans les amplificateurs [33].

Dans ce montage, les chaînes amplificatrices sont disposées en parallèle. Chacune d'entre elle est constituée d'un préamplificateur et d'un étage *booster* tous deux faits de fibre dopées ytterbium. Les sorties de chaque voie sont placées dans une matrice carrée. Les rayonnements émis sont dans leur majeure partie couplés hors-cavité, tandis qu'une petite partie de l'énergie est réinjectée dans le reste du montage. Un bloc de filtrage permet par la suite d'effectuer la transcription des écarts de phases en écarts d'intensités. Ce dernier est constitué d'un montage afocal au milieu duquel un filtre à contraste de phase particulier est placé. Il en résulte une image du champ proche présentant des écarts d'intensités entre faisceaux, qui sont liés aux écarts de phases entre les rayonnements émis par la matrice de sortie de fibres. Ces champs filtrés, sont réinjectés dans les multiples voies amplificatrices au sein desquelles les couplages gain-phase tendront à compenser les écarts de phase entre voies, au fil des tours de cavité.

L'observation du champ lointain, affiché au foyer image d'une lentille sur le trajet des faisceaux de sortie, a permis d'observer le résultat de la combinaison cohérente des multiples faisceaux. La Figure I-24 ci-dessous présente les figures d'interférence en champ lointain obtenu pour chaque taille de réseau.

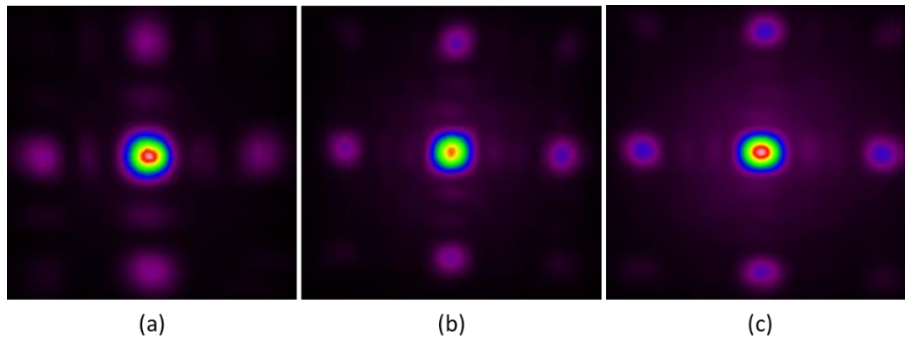


Figure I-24 : Figure d'interférences obtenues en champ lointain dans le cas d'une matrice 3x3 émetteurs (a), 4x4 émetteurs (b) et 4x5 émetteurs (c) [33].

La qualité de la mise en phase est ici quantifiée au moyen de l'efficacité de combinaison, définie par la relation (1) présentée plus tôt dans ce chapitre.

Dans chacun des cas étudiés, les meilleures performances ont été obtenues au voisinage du seuil d'oscillation laser. Les résultats sont récapitulés dans le tableau suivant :

Nombre d'émetteurs	η (%)
(3x3) 9	90
(4x4) 16	48
(4x5) 20	35

Tableau I-1 : Tableau récapitulant les efficacités de combinaison présentées dans [33] pour les différentes tailles de réseaux d'émetteurs au voisinage du seuil laser.

Bien que les résultats obtenus constituent un record en termes d'efficacité de combinaison en regard du nombre d'émetteur, nous retrouvons la tendance observée avec toutes les architectures de mise en phase passive, à savoir une décroissance de l'efficacité de combinaison avec l'augmentation du nombre d'émetteur à mettre en phase. Cette limitation apparaît comme intrinsèque à la méthode, et pour faire la lumière sur ce point dur de la conception des systèmes passif de mise en phase, nous avons réalisé des travaux que je présenterai dans la partie I.3 de ce chapitre.

Un autre point dur de la conception de ce type de système laser concerne l'utilisation de puissances élevées permettant la montée en puissance combinée.



I.2.3. Combinaison cohérente passive de lasers à fibre délivrant de fortes puissances

Les travaux présentés dans la partie précédente mettaient en jeu des niveaux de puissance faibles (< 50W). Dans la course aux fortes puissances et aux brillances élevées, la montée en nombre doit s'accompagner de la montée en puissance de chaque source laser. L'utilisation dans les systèmes de combinaison cohérente passive de sources délivrant la centaine de watts est indispensable pour rendre ces techniques performantes.

Le record de puissance combinée au moyen d'un laser composite entièrement fibré est détenu par les laboratoires HRL en Californie. Avec un laser interféromètre à deux voies amplificatrices, B. Wang *et al.* [37] ont démontré en 2009, la possibilité de délivrer 50W en régime continu. Le montage mis en place pour l'occasion est décrit dans la Figure I-25.

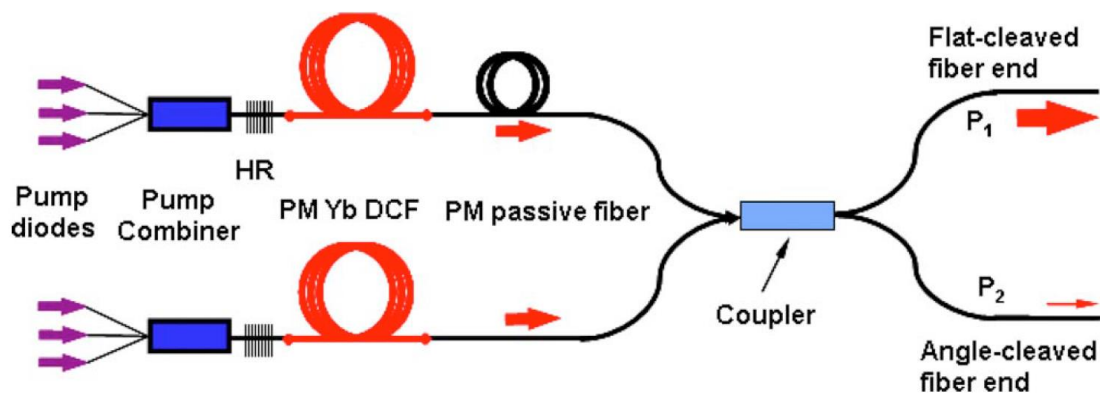


Figure I-25 Laser interféromètre tout-fibré délivrant 50W de puissance combinée. Figure extraite de la référence [37].

Ce montage est composé de deux sous-cavités possédant chacune un milieu amplificateur fibré, pompé par l'intermédiaire d'un combineur. Les milieux amplificateurs sont des fibres à double gaine, dopées ytterbium, à large aire modale, et à maintien de polarisation. Sur chaque bras, des réseaux de Bragg à hautes réflectivités ($\sim 100\%$) servent de miroirs de fond de cavité. Une clive droite sur un port de sortie du coupleur 50/50 sert de coupleur de sortie. L'autre port est clivé en angle de façon à forcer l'émission laser sur le port clivé droit du coupleur. Notons que tous les composants utilisés dans ce montage sont constitués de fibres à large aire modale.



Avec ce montage, une efficacité de combinaison de 92,8%, pour une puissance combinée de 50,1W ont été obtenus. Notons que dans cette configuration, l'efficacité de combinaison est calculée comme suit :

$$\eta = \frac{P_1}{P_1+P_2} \quad (3)$$

Où P_1 est la puissance résultant de la combinaison cohérente des rayonnements présents sur les deux voies amplificatrices, et (P_1+P_2) représente la puissance totale couplée hors cavité. La puissance P_2 est considérée comme la part de rayonnement ne participant pas au processus de combinaison cohérente.

Les auteurs ont réalisé la même expérience en remplaçant les fibres à larges aires modales de 11 μ m de diamètre de cœur, par des fibres standards ayant des cœurs d'un diamètre de 6 μ m. La comparaison des évolutions des efficacités de combinaison avec l'augmentation de la puissance totale de pompage a fait apparaître des différences illustrées par la Figure I-26

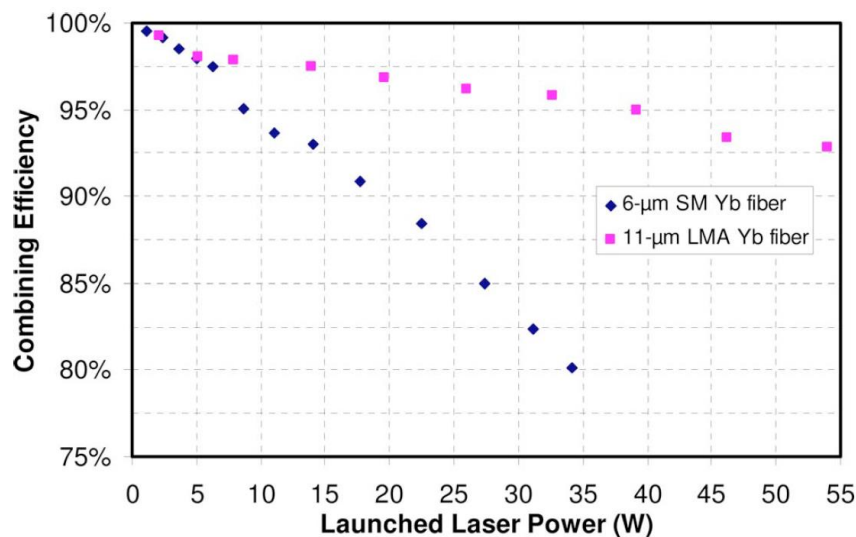


Figure I-26 Evolution de l'efficacité de combinaison en fonction de la puissance totale de pompage dans le cas de montages utilisant des fibres différentes : fibre de 6 μ m de diamètre de cœur (courbe bleue) et fibre à large aire modale de 11 μ m de diamètre cœur (courbe rose) extraite de [37].

Il est mis en évidence ici, de manière purement qualitative, que l'emploi de fibre à large aire modale limite la dégradation de l'efficacité de combinaison avec l'augmentation du niveau de pompage des amplificateurs. L'hypothèse apparaissant comme la plus probable pour les

auteurs est la génération d'effets non-linéaires de type Kerr. En effet, le seuil d'apparition de ces phénomènes est d'autant plus haut que le diamètre du cœur de la fibre est large, ce qui pourrait concorder avec les observations faites lors de ces travaux.

En 2010, des résultats numériques obtenus par T. Wu *et al.*, [38] ont permis de compléter avec plus de précision les observations de la Figure I-26. Dans cet article, les auteurs présentent un modèle numérique, visant à simuler le phénomène d'auto-organisation dans un laser composite fibré à deux voies. Ce modèle est basé sur les équations non-linéaires de Schrödinger (non-linéarités de type Kerr) couplées des ondes co- et contra-propagatives, et il inclue également le gain des amplificateurs. Les résultats obtenus ont indiqué que la génération de ces effets non-linéaires a pour conséquence principale une dégradation de l'efficacité de combinaison, résultat en accord avec ceux présentés dans [37]. L'impact des effets non-linéaires sera traité avec plus de détail dans la partie I.3 de ce chapitre.

Relativement peu de travaux montrent de très fortes puissances dans un système de combinaison cohérente passive. Néanmoins, nous pouvons évoquer le travail réalisé par T. H. Loftus *et al.* en 2008 [39], où la mise en phase de quatre lasers à fibre, par auto-organisation spectral et filtrage spatial, est démontrée à une puissance totale en sortie de 710W.

Le montage mis en place par T. Loftus *et al.* est très similaire à ceux présentés dans [23,24] (voir Figure I-27) à la différence près qu'il fait intervenir des fibres amplificatrices à larges aires modales de sorte à supporter des puissances de sortie très élevées.



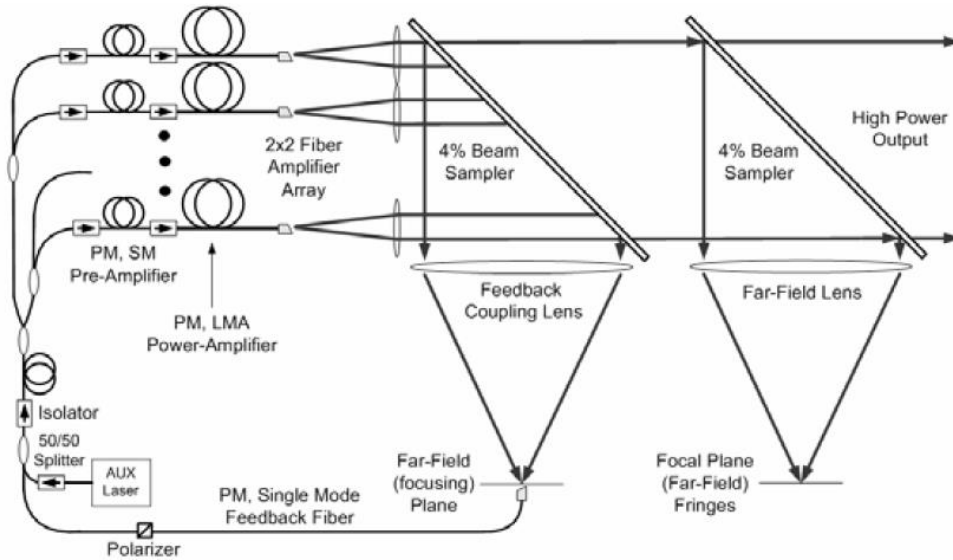


Figure I-27 Schéma du laser composite à filtrage spatial intracavité réalisé par T. H. Loftus et al. [39]

La puissance totale de sortie a atteint 710W, et le champ lointain observé est présenté dans la Figure I-28 ci-dessous.

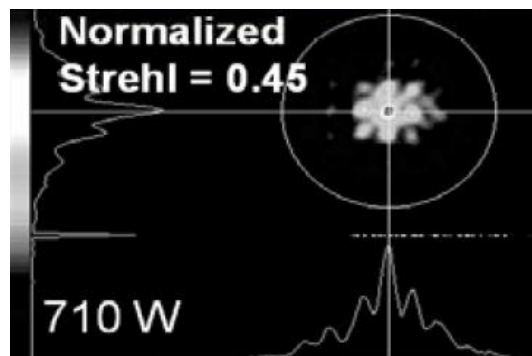


Figure I-28 Image du champ lointain obtenu dans [39] lors la mise en phase passive de quatre voies amplificatrices fibrées.

La qualité de la mise en phase est ici décrite au travers du rapport de Strehl. Compris entre 0 et 1, ce paramètre se calcule de la manière suivante :

$$S = \frac{|F_{exp}(N_x=0, N_y=0)|^2}{|F_{ref}(N_x=0, N_y=0)|^2} \quad (4)$$

Où, $F_{exp}(N_x, N_y)$ est la répartition du champ résultant de la combinaison des multiples faisceaux, et $F_{ref}(N_x, N_y)$ celle d'un champ de référence, correspondant à une pupille de dimensions identiques, traversée par le même flux mais dont le front d'onde est uniforme [40].

Le rapport de Strehl obtenu après combinaison dans ces travaux valait 0,45, ce qui n'est pas une valeur très élevée au regard du faible nombre d'émetteurs mis en jeu. La figure d'interférences en champ lointain apparaît peu structurée, et présente un fond continu très important. A l'origine de cette mauvaise qualité de mise en phase, de nombreux défauts, simples à corriger d'après l'auteur, ont été cités tels que ceux liés à des problèmes thermiques et à des réglages optiques.

Des travaux très similaires ont été proposé par Yu-Hao XUE *et al* .[41]. Ces derniers revendiquent le record de puissance (1062W) pour un système de combinaison cohérente passive. La configuration annulaire du laser multivoie est très similaire à celle de la Figure I-27 avec un signal de rétroaction unique alimentant l'ensemble des bras amplificateurs à deux étages. La qualité de phasage semble mauvaise bien qu'un faible nombre d'émetteurs ait été considéré. En effet, la figure d'interférences en champ lointain est peu structurée avec un fond continu d'autant plus important que la puissance de pompage augmente, comme le montre l'extrait de l'article ci-dessous :

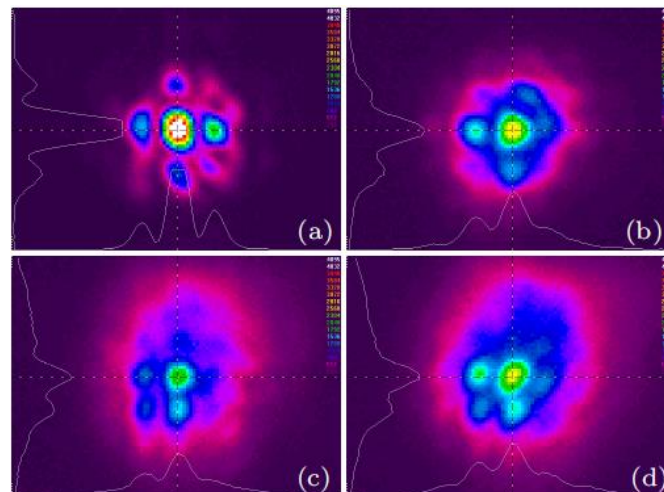


Figure I-29 : Champ lointain résultant de la combinaison de 4 faisceaux lasers présenté par Yu-Hao XUE *et al* . pour une puissance de 100W (a), 500W (b), 800W, (c), 1062 W (d) [41].

Les auteurs expliquent ce mauvais résultat par la présence de défauts similaires à [39], mais aussi par le fait que les longueurs des sous-cavités ne sont pas parfaitement identiques. Dans le cas présenté, Yu-Hao XUE et ses collaborateurs ont cherché à réduire les différences de chemins optiques entre les bras du laser multivoies afin d'approcher le contact optique. Or,

cette configuration est particulièrement défavorable puisqu'il devient difficile de conserver des congruences modales dans la bande de gain quelles que soient les perturbations extérieures et donc de maintenir la mise en phase au cours du temps. Il aurait été préférable d'introduire de plus fortes différences de marche, afin de favoriser les congruences modales ce qui aurait peut-être permis d'obtenir de meilleures performances de mise en phase à fort niveau de puissance.

I.3. Analyse de la mise en phase de lasers à fibre par auto-organisation spectrale, loin du seuil laser

Les travaux traitant des performances des systèmes de combinaison cohérente passive montrent la même tendance à savoir une difficulté à mettre en phase de façon efficace des sources lasers délivrant de la puissance. Ces observations ont été faites indépendamment du type de lasers mis en jeu. En effet, c'est un comportement que l'on retrouve aussi bien avec des lasers à semi-conducteur [42], qu'avec des diodes lasers [43] ou des lasers à fibres [39, 41].

L'objectif des travaux que je présente dans ce chapitre a été d'apporter un éclairage sur les origines de ce comportement. D'une part, nous avons cherché des éléments de réponse en considérant l'impact des non-linéarités Kerr dans des lasers émettant en régime de fonctionnement continu avec des spectres structurés par leur cavité composite. D'autre part, nous avons étudié la dépendance des performances de la combinaison cohérente au-delà du seuil laser vis-à-vis du filtrage spectral opéré par la cavité. Cet éclairage a alimenté les réflexions qui ont permis de définir l'axe directeur de la suite de mes travaux de thèse présentés dans les chapitres 3 et 4.

Pour faciliter l'analyse de l'émission de lasers couplés au sein d'une même cavité, nous avons opté pour la version de cavité la plus simple ne comportant que deux voies amplificatrices. Dans ce cas d'école, une unique valeur de déphasage entre les voies, potentiellement variable au cours du temps, impacte l'ensemble des congruences modales ce qui facilite l'analyse du spectre d'émission. De plus, en choisissant comme configuration de cavité celle du laser interféromètre, il est aisé de quantifier la qualité de la mise en phase par la mesure comparative de puissance sur les deux voies de sortie du coupleur réalisant la combinaison. La suite de ce chapitre décrit les réalisations expérimentales et analyses qui ont été menées avec un laser interféromètre de type Mach-Zehnder (MZ).



I.3.1. Mesures expérimentales des caractéristiques d'émission d'un laser interféromètre de type Mach-Zehnder, à deux voies amplificatrices.

Après avoir décrit l'architecture du laser interféromètre mis en œuvre, je rapporte dans ce paragraphe des caractéristiques en puissance attestant de la chute de l'efficacité de combinaison avec l'augmentation de la puissance de pompage des amplificateurs. Les caractéristiques spectrales données à plusieurs niveaux de puissance servent de point de départ à l'interprétation de la baisse de performances.

I.3.1.1. Performances énergétiques du laser de type Mach-Zehnder

I.3.1.1.1. Présentation de la cavité laser

Nous avons mis en place un laser en anneau, unidirectionnel, au sein duquel est placé un interféromètre de type Mach-Zehnder, comme illustré par la Figure I-30. Les bras de cet interféromètre sont constitués de fibres amplificatrices.

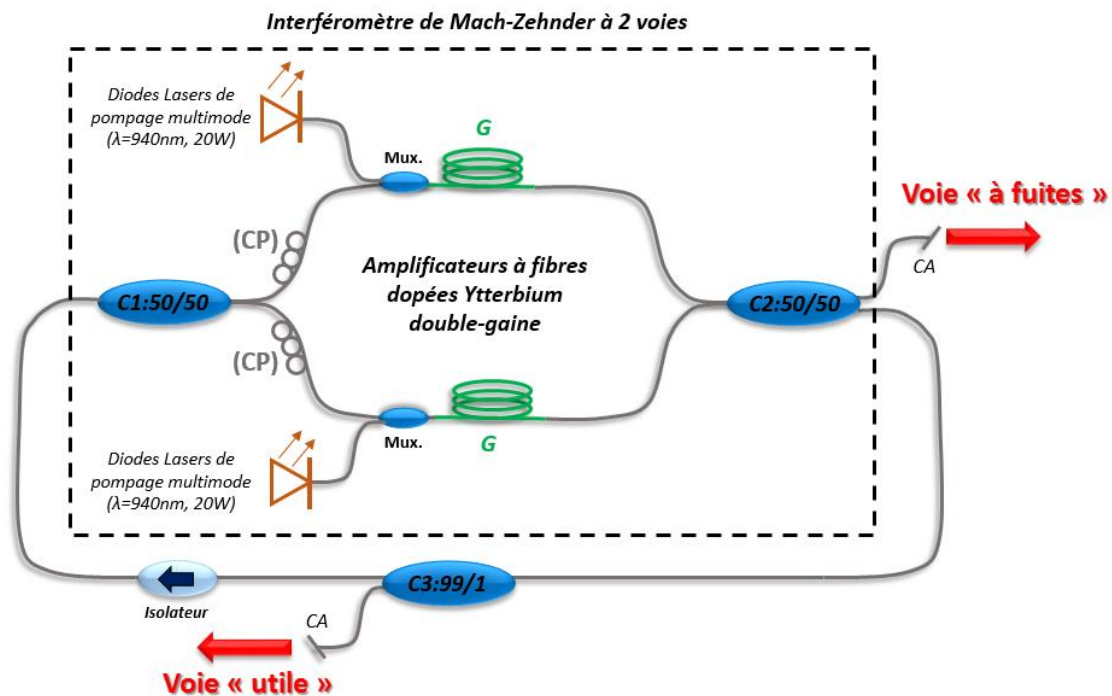


Figure I-30 Schéma du laser interféromètre entièrement fibré de type Mach-Zehnder, à deux voies amplificatrices. (CA : Clive en Angle ; Cx : Coupleur numéro x ; Mux. : Multiplexeur en longueur d'onde ; G : Fibre amplificatrice ; CP : Contrôleur de Polarisation).

L'interféromètre actif de MZ est réalisé au moyen de deux coupleurs 50/50, nommés C1 et C2 sur la Figure I-30, reliés entre eux par des fibres amplificatrices dopées ytterbium. Ces fibres à double gaines possèdent un diamètre de cœur de $6\mu\text{m}$ et sont pompées à travers des

combineurs par des diodes lasers délivrant une puissance nominale de 25W à la longueur d'onde de 940nm. Les composants fibrés de ce montage n'étant pas à maintien de polarisation, un contrôleur de polarisation (CP) placé en amont de chaque amplificateur, permet d'ajuster les états de polarisation des deux rayonnements, de sorte à les rendre identiques après propagation sur les deux voies, et à maximiser le contraste des interférences résultant de la combinaison des champs lasers au niveau du coupleur C2. Un des ports de sortie du coupleur C2 est clivé en angle alors que l'autre alimente un bras de rétroaction vers le port d'entrée de C1. Ainsi, les pertes différentielles en sortie de C2 contribuent au façonnage du spectre du rayonnement laser de telle sorte que sur la voie clivée en angle se propage le résultat des interférences destructives (peu ou pas de puissance sur cette voie), tandis que sur l'autre voie se propage le résultat des interférences constructives. La majeure partie de cette puissance est extraite de la cavité au moyen du coupleur (C3:99/1), qui sert de coupleur de sortie de la cavité MZ. Le reste de l'énergie est ré-injecté dans les voies amplificatrices, au travers d'un isolateur fixant le sens de rotation dans l'anneau.

Les voies de métrologie sont au nombre de deux : une voie permet de mesurer la puissance de sortie du laser et le spectre résultant des interférences constructives : je parlerai de voie « *utile* » (voir Figure I-30). Une seconde voie, directement à la sortie de l'élément combineur de l'interféromètre, permet de mesurer les spectres, et la puissance résiduelle du rayonnement n'ayant pas participé de manière constructive au phénomène d'interférence : je parlerai alors de voie « *à fuites* ».

I.3.1.1.2. Evolution des puissances et des spectres émis par le laser à différents niveaux de pompage.

Dans les lasers interféromètres, la combinaison est réalisée en champ proche par un élément combineur de telle sorte que le faisceau utile est un faisceau non structuré spatialement. La qualité de la mise en phase est alors estimée à partir de mesures de puissances sur les voies dites « *utile* » et « *à fuites* ». Classiquement, elle est quantifiée au moyen de l'efficacité de combinaison définie comme suit.

$$\eta = \frac{P_{utile}}{P_{utile} + P_{fuites}} \quad (5)$$

Dans la suite de ce chapitre, j'utiliserai le simple rapport des puissances $P_{\text{utile}}/P_{\text{fuites}}$ pour décrire la qualité de la mise en phase. Son évolution est liée simplement à celle de l'efficacité de combinaison par :

$$\frac{P_{\text{utile}}}{P_{\text{fuites}}} = \frac{\eta}{\eta+1} \quad (6)$$

Sur la Fig.31, je montre l'évolution de ce rapport, en fonction de la puissance totale de pompage répartie équitablement sur les deux voies de façon à faire en sorte que, pour chaque point de fonctionnement, les champs interférant aient des amplitudes identiques et que le contraste ne soit pas réduit par des écarts de puissance. La différence de longueurs entre les bras de l'interféromètre était grande ($> 1\text{m}$), fixée arbitrairement. En parallèle, j'affiche pour chaque point de mesure, l'efficacité de combinaison correspondante.

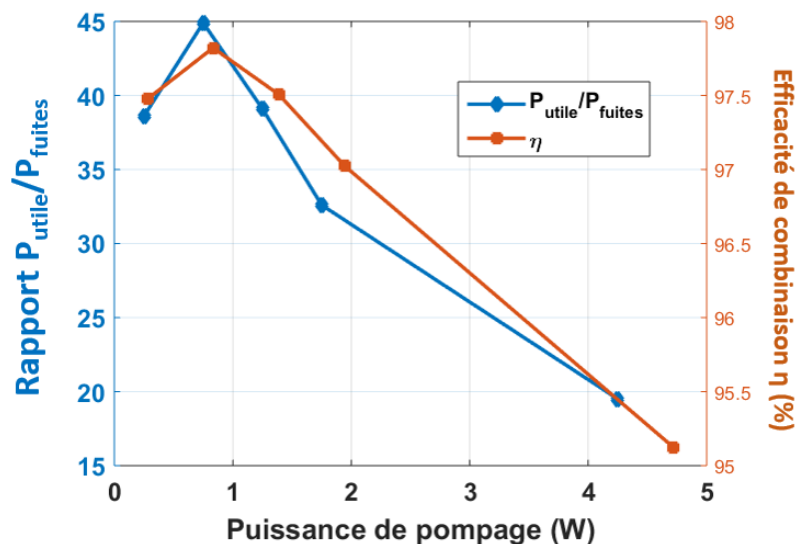


Figure I-31 : Evolution du rapport de puissances $P_{\text{utile}}/P_{\text{fuites}}$ en fonction du niveau de pompage des amplificateurs (courbe bleue). La courbe orange donne les valeurs d'efficacité de combinaison correspondante.

Nous pouvons remarquer ici, une dégradation du rapport $P_{\text{utile}}/P_{\text{fuites}}$, et donc de la qualité de la mise en phase, lorsque l'on augmente le niveau de pompage. Ce résultat traduit le fait que la puissance sur la voie « à fuites » croît plus rapidement que la puissance sur la voie « utile » avec l'augmentation du niveau de gain des amplificateurs. Une observation similaire a été faite par B. Wang *et al.* dans [37], où un laser interféromètre entièrement fibré, de type Mach-

Zehnder a également été étudié. Dans ces travaux, les auteurs travaillent avec des lasers interféromètres entièrement fibrés, et montrent l'impact de la montée en puissance de pompage sur l'efficacité de combinaison telle que définie par la relation (3). Les auteurs illustrent ici le fait qu'en adaptant les diamètres des cœurs des fibres du montage au niveau de puissance mise en jeu, il est possible de limiter cette décroissance. Lors de ces travaux, l'efficacité de combinaison a atteint une valeur de 93% pour une puissance combinée d'environ 50W. Nous verrons, plus tard dans ce chapitre, que ce type de comportement est classiquement considéré comme une signature de l'apparition d'effets non-linéaires de type Kerr sous l'effet de la forte puissance générée.

En parallèle, des mesures de spectres sur la sortie « utile » ont été effectuées, et sont données en Figure I-32 ci-dessous.

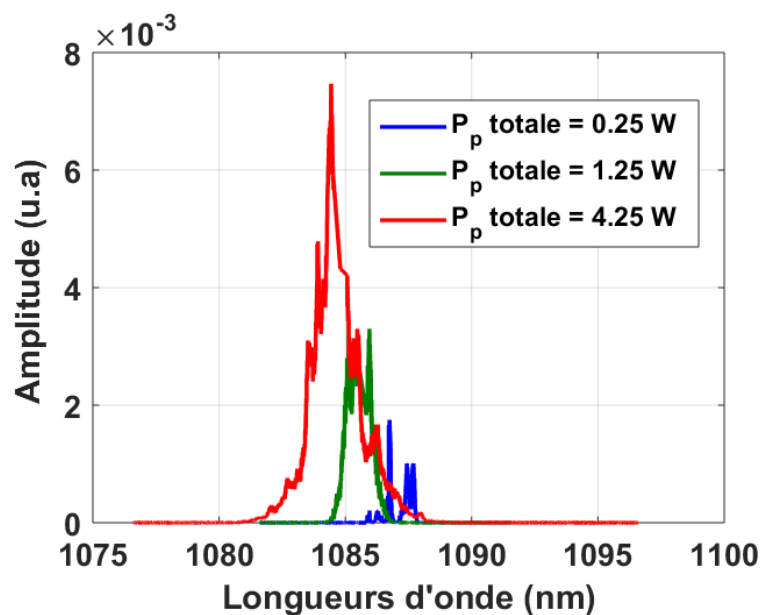


Figure I-32 : Spectres mesurés sur la voie « utile » pour différents niveaux de pompage.

Le spectre relevé sur la voie « utile » s'élargit lorsque la puissance de pompage augmente. Ces élargissements ont par ailleurs été observés dans des lasers à fibre possédant une voie d'amplification unique fonctionnant en régime continu. Ils ont été attribués à des effets non-linéaires de type Kerr en présence d'effets dispersifs. Le paragraphe suivant rapporte les quelques travaux relatifs à ces élargissements et s'attache à les comparer à ceux observés dans le cas du laser interféromètre afin d'interpréter la dégradation de l'efficacité de combinaison.

I.3.2. Effets non-linéaires au sein des lasers à fibre fonctionnant en régime continu

Du fait de leur capacité à confiner des champs électromagnétiques en des zones spatialement étroites, les fibres optiques peuvent facilement devenir le siège de phénomènes non-linéaires. Ces derniers se manifestent classiquement par l'apparition de nouvelles fréquences, pas toujours souhaitées, qui enrichissent le spectre du rayonnement. Nous nous intéresserons dans cette partie, aux effets non-linéaires les plus fréquemment rencontrés au sein des fibres optiques, et pouvant engendrer un élargissement du spectre du rayonnement émis.

I.3.2.1. Généralités sur les effets non-linéaires dans les fibres optiques

Parmi les effets non-linéaires ayant un impact notable sur les performances d'un système laser fibré, nous trouvons les phénomènes de diffusion avec notamment la diffusion Brillouin stimulée [44, 45]. Je n'aborderai cependant pas ce point dans cette partie, car sa signature n'est présente que sur le spectre des ondes contra-propagatives qui, dans notre architecture sont stoppées par l'isolateur. Nous nous pencherons donc ici, sur les effets non-linéaires liés aux propriétés électroniques du milieu de propagation à savoir, ceux liés au troisième ordre de sa susceptibilité électrique ($\chi^{(3)}$).

Du fait de sa structure centro-symétrique, une fibre optique ne peut être le siège d'effets non-linéaires d'ordre 2 ($\chi^{(2)}$), tels que le doublage de fréquence par exemple [46]. Ainsi, les effets non-linéaires du troisième ordre sont les premiers phénomènes non-linéaires pouvant apparaître au sein d'une fibre optique : on parle d'effet de type Kerr. Ces derniers sont dus à l'évolution de l'indice de réfraction du milieu de propagation $n(\omega, x, y, z, t)$ sous l'intensité de l'onde optique qui le traverse $I(\omega, x, y, z, t)$. Le développement des équations d'onde au sein de ce milieu, met en évidence une relation bien connue [47].

$$n(\omega, x, y, z, t) = n_0 + n_2 \cdot I(\omega, x, y, z, t) \quad (7)$$

Avec n_2 , le coefficient non-linéaire Kerr du milieu de propagation.

Les conséquences de cette dépendance peuvent être temporelles, avec les mécanismes de modulation de phase croisée et d'auto-modulation de phase, et/ou spatiales avec le phénomène d'auto-focalisation (lentille de Kerr) [48]. Si on ignore l'impact spatial de l'auto-

modulation de phase (ce qui est justifié dans le cas d'un guide d'onde), les conséquences temporelles de l'effet Kerr temporel sur le spectre du rayonnement peuvent être décrites [48] en exprimant la fréquence instantanée de ce rayonnement.

$$\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{d(\varphi(z,t))}{dt} = \nu_0 + \frac{\delta\omega(z,t)}{2\pi} \quad (8)$$

Où :

$$\delta\omega(z, t) = -\gamma \cdot P_c \cdot \frac{d}{dt} \int_0^L |s(z, t)|^2 dz \quad (9)$$

$\delta\omega(z, t)$ représente le terme d'élargissement du spectre du rayonnement : on parle de *chirp* temporel. Il traduit l'apparition de nouvelles fréquences dans le spectre, générées par l'auto-modulation de phase à différents instants t autour de la fréquence de travail ν_0 . Il dépend du coefficient de non-linéarité Kerr donné par :

$$\gamma = \frac{2\pi \cdot n_2}{\lambda_0 \cdot A_{eff}} (W^{-1} \cdot m^{-1}) \quad (10)$$

Où, λ_0 est la longueur d'onde de travail, et A_{eff} est l'aire effective du mode se propageant dans la fibre optique.

En règle générale, ces mécanismes de modulation ne sont considérés que pour traiter la propagation de rayonnements impulsionnels, car la modulation temporelle de l'indice de réfraction par l'intensité du champ y est plus prononcée. La structure temporelle de rayonnements lasers continus possédant un grand nombre de modes longitudinaux est donnée par les interférences entre les composantes spectrales possédant des phases à l'origine aléatoires. Cette structure complexe présente des variations d'intensité au cours du temps, que l'on assimile à un *speckle* temporel, et qui peuvent donc conduire également à des effets d'auto-modulation de phase.



I.3.2.2. Prédictions théoriques et observations expérimentales de l'impact des effets non-linéaires sur les performances des lasers à fibre

Dans la littérature, on distingue deux types d'approches permettant d'appréhender les conséquences des effets non-linéaires dans les lasers à fibre émettant un grand nombre de modes longitudinaux. La première consiste à considérer que la dispersion est négligeable devant la non-linéarité Kerr. Les travaux à ce sujet ont étudié la propagation d'un rayonnement multimode incohérent soumis aux effets d'auto-modulation de phase. La seconde approche considère que la dispersion chromatique est prépondérante, et dans ce cas, on assimile la propagation d'un rayonnement multimode longitudinal à celui du régime de turbulences faibles tels que ceux observés dans les gaz, les plasmas ou dans les milieux diélectriques sous l'effet d'un champ électromagnétique intense.

I.3.2.2.1. Effets non-linéaires prépondérant devant les effets liés à la dispersion

Cette situation a été abordée dans la littérature pour décrire le cas de la propagation de rayonnements possédant de multiples modes longitudinaux incohérents, en régime impulsionnel. Dans ce cas de figure, la dispersion est négligée devant les non-linéarités. Les travaux théoriques de J. T. Manassah [49] prenant en compte les seuls effets d'auto-modulation de phase, entrent dans cette catégorie.

Le caractère incohérent du rayonnement implique qu'il n'est pas possible de déterminer analytiquement et de manière explicite son spectre. Une approche statistique décrit le comportement chaotique des modes longitudinaux (dû aux fluctuations de leurs relations de phase) se propageant dans la fibre. Elle consiste à calculer la fonction de corrélation $K_E(T, z)$ du champ électrique $E(t)$ de ce rayonnement, en présence de non-linéarités de type Kerr, et d'en déduire son profil spectral au moyen du théorème de Wiener-Khintchine.

La fonction de corrélation temporelle du rayonnement est définie par :

$$K_E(T, z) = \langle E^*(t + T) | E(t) \rangle \quad (11)$$



Elle est établie dans [49] telle que :

$$K_E(T, z) = I_c \cdot e^{(-i \cdot \omega_0 \cdot T)} \cdot \frac{f}{[1 + (\frac{\gamma \cdot P_c \cdot z}{2 \cdot \pi})^2 \cdot (1 - f^2)]^2} \quad (12)$$

Avec :

- I_c^2 : l'intensité crête de l'impulsion,
- $P_c = A_{eff} \cdot I_c$, la puissance crête du faisceau d'aire effective A_{eff} .
- γ , coefficient de non-linéarité Kerr.
- f : fonction de corrélation du rayonnement sans non-linéarités de Kerr.
- z , la distance parcourue dans le milieu non-linéaire.
- T , une variable temporelle
- ω_0 , la pulsation/fréquence centrale du spectre du rayonnement

L'application du théorème de Wiener-Khintchine donne la densité spectrale de puissance du rayonnement par le calcul suivant :

$$S(\Omega, z) = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} K_E(T, z) \cdot e^{i \cdot \omega \cdot T} dT \quad (13)$$

avec $\Omega = \omega_0 - \omega$.

Le tracé des spectres théoriques pour plusieurs niveaux de non-linéarités, est illustré dans la Figure I-33. Notons que l'auteur décrit ici le niveau de non-linéarité au moyen d'un paramètre dépendant du coefficient γ , qu'il nomme α , tel que $\alpha = \frac{\gamma \cdot P_c \cdot z}{2 \cdot \pi}$.



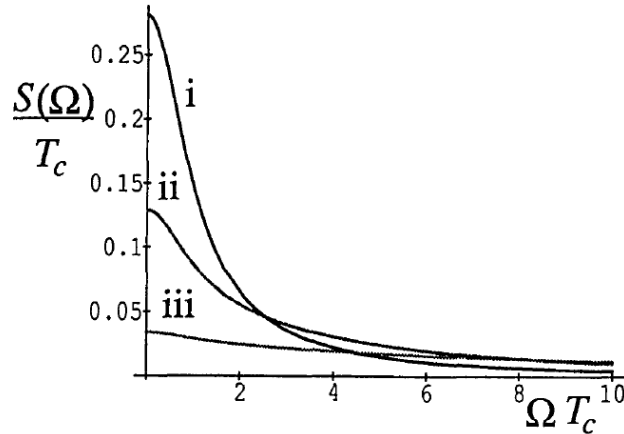


Figure I-33 : Demi-spectre d'un rayonnement multimode incohérent soumis à divers niveaux de non-linéarités Kerr : (i) $\alpha^2=0,1$, (ii) $\alpha^2=1$ et (iii) $\alpha^2=5$ [49].

A partir d'un profil initial (sans non-linéarités Kerr) Lorentzien, les travaux théoriques de J. T. Manassah montrent qu'en présence de non-linéarités, le spectre se déforme et s'élargit.

D'autres investigations basées sur la même approche que celle de J. T. Manassah, ont été menées par S. I. Kablukov *et al.* [50], avec des lasers à fibre dopée ytterbium émettant un grand nombre de modes longitudinaux en régime continu. Dans leur article, la dispersion est également négligée et seule la non-linéarité Kerr est prise en compte sous la forme du phénomène d'auto-modulation de phase. Les expériences réalisées ont confirmé que la conséquence principale de ce phénomène non-linéaire est un élargissement du spectre avec l'augmentation de la puissance de sortie. Cette observation a été complétée par deux nouveaux éléments : le premier indique que les spectres suivent un profil en sécante hyperbolique, et le second montre que la pleine largeur à mi-hauteur croît linéairement avec la puissance émise (voir Figure I-34).



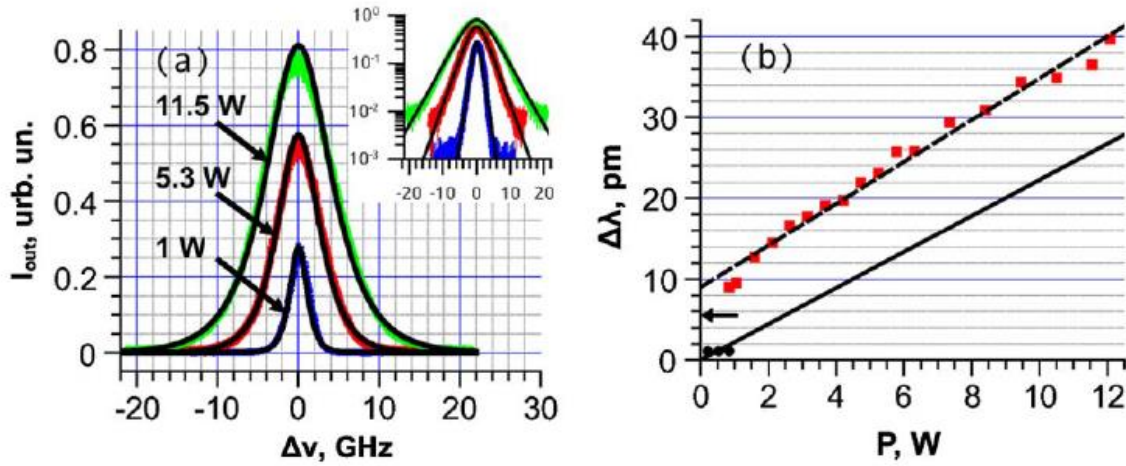


Figure I-34 : Spectres d'un laser à fibre dopée ytterbium pour plusieurs niveaux de pompage(a). Evolution des largeurs de ces spectres en fonction de la puissance de pompage de l'amplificateur (b) [50].

Le calcul de l'expression du profil spectral du rayonnement en sortie, noté $I(\nu)$ permet de retrouver la loi en sécante hyperbolique observé expérimentalement.

$$I(\nu) = \frac{2 \cdot P_{\text{out}}}{\Delta\nu \cdot \cosh\left(\frac{\nu}{\Delta\nu}\right)} \quad (14)$$

Avec :

- P_{out} , la puissance de sortie,
- $\Delta\nu$, la pleine largeur du spectre à mi-hauteur (*Full Width at Half Maximum* : FWHM).

La loi d'évolution linéaire de la largeur spectrale $\Delta\nu$, en fonction de la puissance de sortie P_{out} , est également confirmée par les expressions analytiques développées par les auteurs.

$$\Delta\nu = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{\Delta\nu_{FBG} \cdot \gamma \cdot L}{\ln\left(\frac{1}{R_0}\right)} \cdot P_{\text{out}} \quad (15)$$

avec :

- $\Delta\nu$, la pleine largeur à mi-hauteur du spectre de sortie
- $\Delta\nu_{FBG}$, la bande spectrale de travail du réseau de Bragg jouant le rôle de coupleur de sortie,
- γ , le coefficient de non-linéarité Kerr,
- R_0 , la réflectivité du réseau de Bragg servant de coupleur de sortie,

- P_{out} , la puissance de sortie du laser.
- L , la longueur parcourue dans le milieu non-linéaire.

Toujours dans un cas de figure où les effets non-linéaires sont prépondérants, des travaux réalisés par M-A. Lapointe *et al.* ont permis de caractériser les évolutions des largeurs de spectres de sorties de lasers à fibres dopées ytterbium [51]. L'auteur est arrivé à une conclusion plus générale selon laquelle, la loi d'évolution des largeurs de spectres en fonction des puissances émises prennent la forme suivante :

$$\Delta\nu = P^x \quad (16)$$

avec :

- $\Delta\nu$: la largeur à mi-hauteur du spectre en échelle linéaire,
- P , la puissance émise par le laser
- x , un exposant compris entre 0,5 et 1 et dont la valeur dépend des caractéristiques des composants du laser telles que les dimensions des cœurs de fibres, les longueurs de ces fibres ou encore les types de leurs dopants.

Il est cependant important de noter que la détermination du paramètre x , se fait ici de manière empirique après mesures des spectres de sortie des différents lasers. Actuellement, aucun modèle ne permet de prédire cette valeur à partir des caractéristiques connues des composants du laser à fibre étudié.

A ce stade, il est clair que les effets non-linéaires de type Kerr peuvent être responsables de des élargissements spectraux observés en sortie de lasers émettant en continu. Ces spectres semblent respecter un profil particulier en sécante hyperbolique, et s'élargissent d'autant plus que les puissances en jeu sont élevées.

I.3.2.2.2. Effets dispersifs prépondérants devant les effets non-linéaires

Lorsque la dispersion est prépondérante devant la non-linéarité Kerr, un parallèle a été fait entre les couplages entre modes longitudinaux et la turbulence faible dans la théorie de la cinétique des gaz [52]. Dans ce type de régime, les modes longitudinaux sont apparentés aux atomes d'un gaz qui se déplacent de manière chaotique et s'entrechoquent. Ces chocs entre atomes, s'accompagnent de transferts d'énergie, et le raisonnement est le même avec les modes

longitudinaux d'une cavité laser. Ces derniers échangent de l'énergie de proche en proche et créent ainsi de nouvelles fréquences, faisant évoluer de manière chaotique les phases et amplitudes des nombreuses composantes spectrales. Le mécanisme d'échange d'énergie qui nous intéresse ici est le mélange à quatre ondes. C'est un processus paramétrique au cours duquel deux ondes oscillant à des fréquences différentes (ω_1 et ω_2), transfèrent leur énergie, vers deux nouvelles ondes, oscillant à de nouvelles fréquences distinctes (ω_3 et ω_4) telles que $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$. On parle ici de mélange à quatre ondes *non-dégénéré*, car les quatre fréquences mises en jeu sont différentes : $\omega_1 \neq \omega_2 \neq \omega_3 \neq \omega_4$.

Pour que ce mélange paramétrique ait lieu, il faut que la condition d'accord de phase soit respectée. En toute rigueur, il faudrait vérifier que :

$$\Delta k = \beta_2 \cdot \delta\omega^2 + \gamma \cdot (P_1 + P_2) = 0 \quad (17)$$

Avec :

- β_2 , la dispersion chromatique du milieu de propagation,
- $\delta\omega = |\omega_1 - \omega_2|$, l'intervalle spectral libre entre deux modes longitudinaux de la cavité laser,
- $\gamma = \frac{2\pi \cdot n_2}{\lambda_0 \cdot A_{eff}} (W^{-1} \cdot m^{-1})$: coefficient de non-linéarité Kerr,
- P_1 et P_2 , les puissances des ondes oscillant à ω_1 et ω_2 .

Nous faisons l'hypothèse dans cette partie que l'impact de la dispersion chromatique est plus fort que celui de la non-linéarité Kerr. Ainsi, la relation d'accord de phase peut être donnée par l'expression réduite :

$$\Delta k = \beta_2 \cdot \delta\omega^2 \quad (18)$$

Les longueurs d'ondes de travail sont éloignées du zéro de dispersion. Dans ces conditions, le désaccord en phase n'est pas nul mais s'en rapproche, car il dépend du très faible intervalle spectral libre ($\delta\omega$) de la cavité laser. Pour que le mélange paramétrique ait lieu malgré le désaccord en phase, il faut que la longueur de fibre parcourue (longueur du milieu non-linéaire) par le rayonnement, soit inférieure à sa longueur de cohérence donné ici par :

$$L_c = \frac{1}{\beta_2 \cdot \delta\omega} \quad (19)$$

Les travaux réalisés par S. A. Babin *et al.* [52-54] ont permis de mettre en évidence, la signature spectrale de ce type de régime au sein de lasers Raman à fibre, ainsi que de lasers à fibre dopée ytterbium. Les auteurs décrivent des profils spectraux qui suivent une loi en sécante hyperbolique, et qui s'élargissent sous l'effet de la puissance transportée dans la fibre optique. La Figure I-35 ci-dessous illustre les spectres obtenus lors de ces expériences impliquant un laser Raman à fibre.

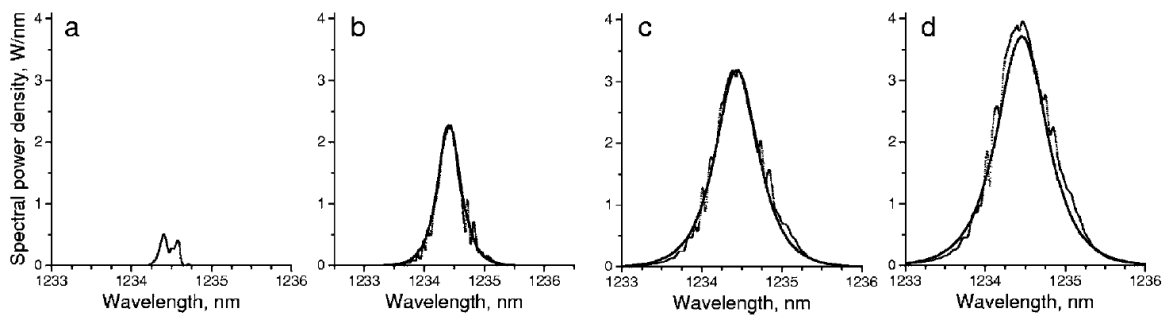


Figure I-35 Spectres émis par un laser Raman. Les spectres de profil en sécante hyperbolique s'élargissent avec la montée en puissance d'entrée de l'onde incidente : (a) – 0,4W (~ seuil), (b), 1W, (c), 2W et (d) 3W [54].

Dans cette situation, il a été constaté que les largeurs de spectres suivaient une évolution en racine carré [54].

$$\Delta\nu = \sqrt{P} \quad (20)$$

avec :

- $\Delta\nu$, la pleine largeur à mi-hauteur du spectre en échelle linéaire,
- P , la puissance de sortie du laser

Sur la base de l'ensemble des résultats présentés dans ces deux sous-parties, nous avons tenté de faire un parallèle avec nos spectres expérimentaux.



I.3.2.3. Observations expérimentales des effets non-linéaires au sein d'un laser interféromètre à fibre

Avec le laser interféromètre décrit dans la partie I.1.a, il nous a été permis d'observer le spectre suivant :

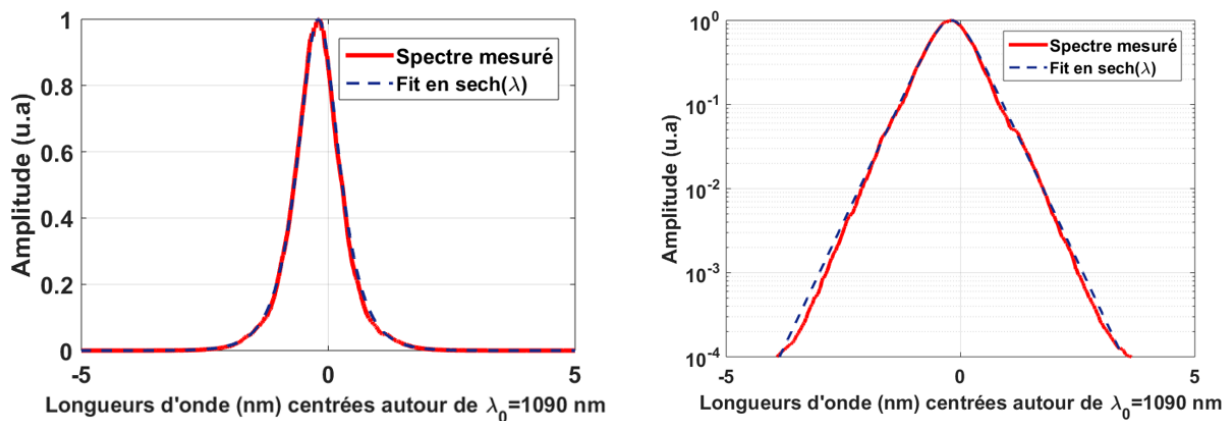


Figure I-36 Spectre émis par le laser interféromètre de type Mach-Zehnder entièrement fibré à deux voies amplificatrices, pour une puissance de pompage totale de 3,7W : (a) échelle linéaire (courbe rouge) + courbe de tendance en sécante hyperbolique (pointillés bleus), (b) échelle logarithmique (courbe rouge) + courbe de tendance en sécante hyperbolique (pointillés bleus).

Nous pouvons remarquer sur la Figure I-36-(a), une correspondance parfaite entre le profil expérimental, et la courbe de tendance en sécante hyperbolique. La correspondance est parfaite sur plus de 40dB en échelle logarithmique comme illustré sur la Figure I-36-(b). Nous avons alors supposé que les interactions entre modes longitudinaux au sein de nos cavités composites à deux bras, pouvaient être décrites par les mécanismes proposés dans [52-54], et présentés précédemment. Ce résultat fournit une explication à la dégradation de l'efficacité de combinaison avec la montée en puissance. Le mélange à quatre ondes entre modes longitudinaux voisins crée notamment de nouvelles fréquences situées dans les minima de la réponse spectrale de l'interféromètre intra-cavité (voir Figure I-37)

Je note T_u la réponse spectrale correspondant à la sortie de l'interféromètre allant vers la voie « utile », et T_f celle de la sortie allant vers la voie « à fuites ». Les expressions sont données par :



$$T_u = \cos^2\left(\pi \cdot n \cdot \frac{\Delta L}{\lambda}\right) \quad (21)$$

$$T_u + T_f = \cos^2\left(\pi \cdot n \cdot \frac{\Delta L}{\lambda}\right) + \sin^2\left(\pi \cdot n \cdot \frac{\Delta L}{\lambda}\right) = 1 \quad (22)$$

Les modulations dans le spectre dues à la fonction de filtrage de l'interféromètre ne peuvent être observables sur la Figure I-36 car la grande différence de marche entre les voies amplificatrices (>1m) produit des modulations spectrales trop fines pour être résolues par l'analyseur de spectre (résolution égale à 0,07 nm). Pour illustrer cette interprétation, nous avons utilisé une approche simplifiée découplant les effets sur le spectre dus aux non-linéarités, de ceux liés à la structuration du rayonnement par la fonction de filtrage de l'interféromètre. Ainsi, nous avons calculé la densité spectrale de puissance du rayonnement laser intracavité structurée par l'interféromètre. En appliquant le théorème de Wiener-Khintchine, on en déduit la fonction d'autocorrélation du rayonnement intra-cavité sans non-linéarité permettant d'alimenter le modèle de J. T. Manassah. Avec ce modèle, on prend en compte les effets de type Kerr en simple passage dans la cavité. La Figure I-37 illustre l'impact de la non-linéarité Kerr sur le spectre structuré du rayonnement circulant dans la cavité. La différence de chemin optique est choisie arbitrairement faible pour visualiser les modulations dans le spectre.

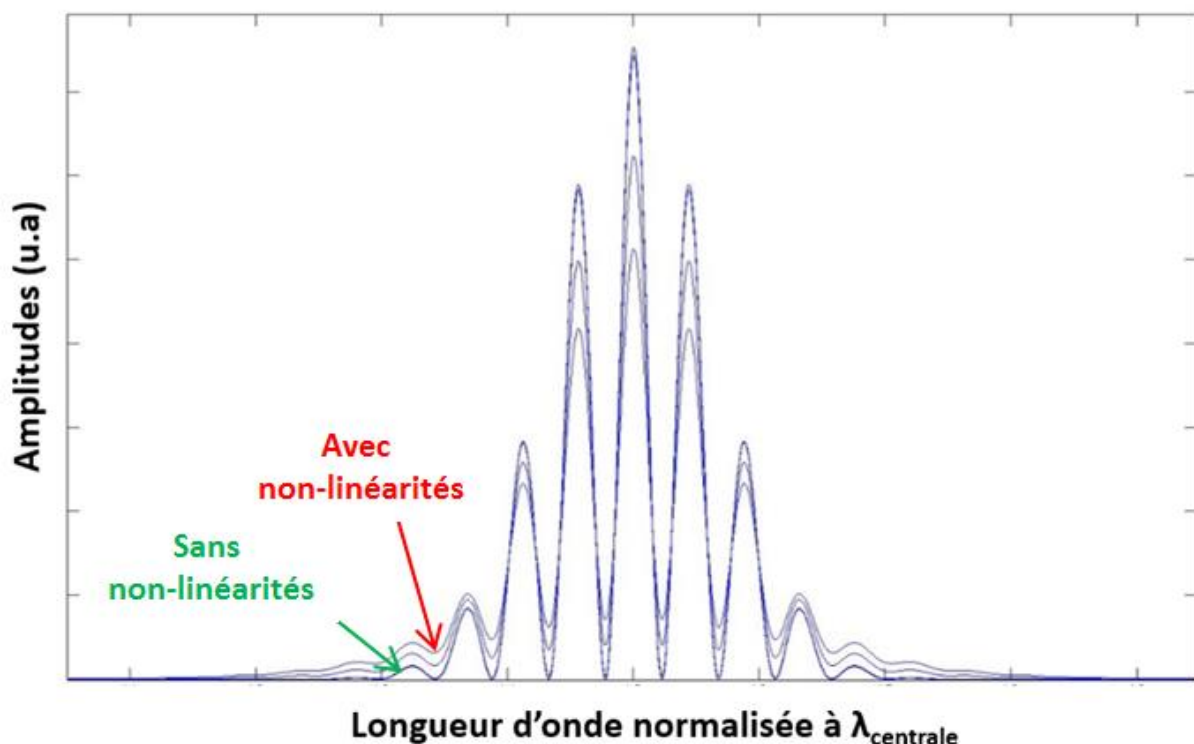


Figure I-37 : Effet de l'auto-modulation de phase sur un spectre modulé par un interféromètre à deux ondes, pour plusieurs niveaux de non-linéarité Kerr.

En l'absence d'effets non-linéaires, le spectre du rayonnement circulant dans la cavité est modulé avec un contraste maximum imposé par la fonction de transfert de l'interféromètre. Les minima de transmission tombent jusqu'à zéro et les maximum sont modulés par le profil spectral de gain (ici représenté par une gaussienne). L'introduction de non-linéarités Kerr modifie ce spectre en élargissant les lobes de modulation, et en introduisant de l'énergie sur des fréquences correspondant aux minima de transmission de l'interféromètre. Cette énergie contribue à la puissance mesurée sur la voie « à fuites » du laser, faisant chuter l'efficacité du processus de combinaison cohérente.

Ce premier éclairage sur le rôle joué par l'effet Kerr dans la chute de l'efficacité de combinaison nous a incités à approfondir l'analyse de l'origine de la baisse de contraste de la fonction de transfert de l'interféromètre. Dans ce but, nous avons choisi de réaliser l'interféromètre intracavité en espace libre afin de gérer plus aisément la différence de chemins optiques entre les deux voies du laser interféromètre. Avec une différence de longueurs suffisamment faible (< quelques millimètres), les modulations spectrales devraient être alors observables avec un analyseur de spectre optique.

I.3.3. Analyses de l'impact du filtrage spectral loin du seuil laser

Si on montre que les effets non-linéaires de type Kerr peuvent avoir un impact sur l'efficacité de combinaison dans un laser interféromètre, on peut se demander si ce sont bien les seuls effets en cause dans cette dégradation du processus de combinaison lorsque les niveaux de puissance délivrés sont élevés. Dans cette partie, le comportement spectro-énergétique du laser interféromètre est analysé, loin du seuil laser dans une configuration hybride avec une partie commune amplificatrice tout fibrée et une partie interféromètre de Mach-Zehnder en espace libre. Nous avons limité la longueur de fibre dans la cavité pour minimiser l'impact des effets non-linéaires de type Kerr sur l'efficacité de combinaison dans cette configuration.

I.3.3.1. Présentation du montage expérimental

Dans ce nouveau montage, illustré en Figure I-38, la chaîne amplificatrice est composée d'un unique amplificateur à fibre dopée ytterbium, qui se trouve désormais sur le trajet commun en amont de l'interféromètre. La longueur de fibre amplificatrice est ici suffisamment courte pour



considérer qu'aucun effet non-linéaire de type Kerr n'est généré. La comparaison théorique de cette architecture à celle comptant un amplificateur par voie interférométrique, a montré que les deux configurations sont équivalentes. Pour s'en rendre compte, nous avons comparé les résultats des approches de T. B. Simpson [55] et de W. W. Rigrod [56], qui considère respectivement un amplificateur par voie, et un amplificateur sur le bras commun. Les calculs des intensités de sorties sur les voies « *utile* » et « *à fuites* » mènent à des expressions identiques par les deux approches.

Dans notre nouvelle architecture, l'interféromètre de MZ est réalisé en espace libre : une lame séparatrice 50/50 (S1) divise le rayonnement incident en deux parties d'amplitudes égales. Chacune d'elles se propage sur les bras de l'interféromètre de longueurs peu différentes. La différence de chemins optiques est gérée au moyen d'une ligne à retard qui a une plage de variation de plusieurs millimètres. Les rayonnements se propageant sur les deux bras, se recombinaient sur une seconde lame séparatrice 50/50 (S2). Comme dans les montages entièrement fibrés présentés en début de ce chapitre, nous disposons de deux voies de mesure (sorties de S2) : la première transporte la part d'énergie résultant de la sommation constructive des champs car maintenue dans la cavité et en partie extrait du laser par le coupleur de sortie (voie « *utile* »), alors que le reste de l'énergie est directement couplé à l'extérieur de la cavité (voie « *à fuites* »).

Le coupleur de sortie a ici un faible coefficient de réflexion, d'environ 10%. Le rayonnement maintenu dans la cavité par ce coupleur est réinjecté dans l'amplificateur au travers d'un isolateur pour fixer un sens de rotation dans la cavité annulaire.



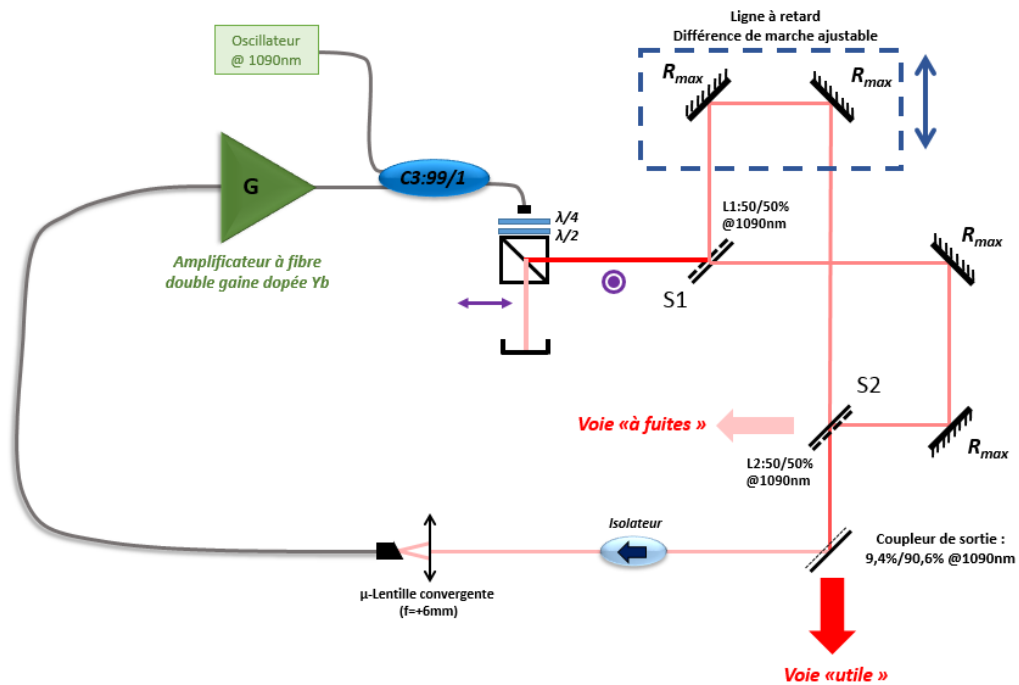


Figure I-38 : Schéma du laser interféromètre de type Mach-Zehnder, avec combinaison en espace libre.

I.3.3.2. Analyse des caractéristiques énergétique et spectrale du laser interféromètre

Pour une différence de chemins optiques fixée à une valeur arbitraire suffisamment faible pour que l'analyseur de spectre résolve les modulations induites dans le spectre, nous avons tracé l'évolution du rapport des puissances sur les voies « utile » et « à fuites ». Le résultat est présenté dans la Figure I-39

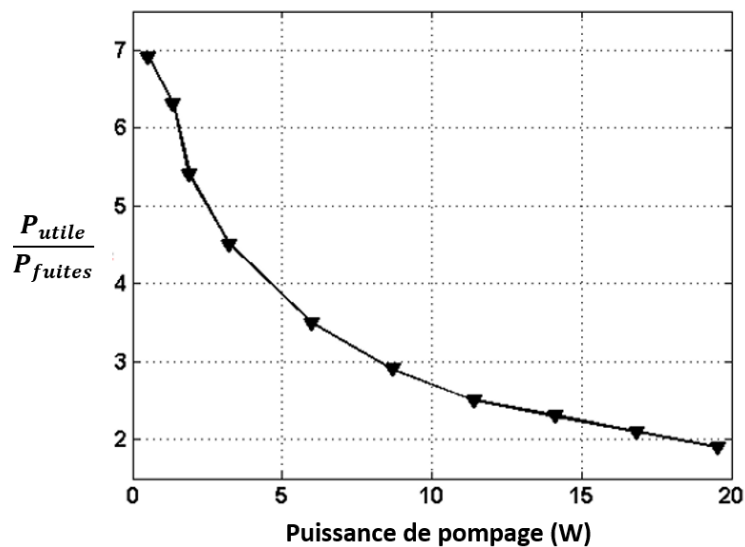


Figure I-39 : Evolution du rapport des puissances P_{utile}/P_{fuites} dans le cas du montage expérimental présenté en Fig.38, pour une différence de marche fixée arbitrairement.

Comme attendu, nous retrouvons la décroissance observée avec le montage précédent.

Ayant désormais la possibilité de résoudre les modulations spectrales liées à l'interféromètre, nous avons mesuré les spectres de sortie sur les voies « *utile* » et « *à fuites* », pour une puissance totale de pompage de 16,7W. Ces spectres sont illustrés par la Figure I-40 ci-dessous.

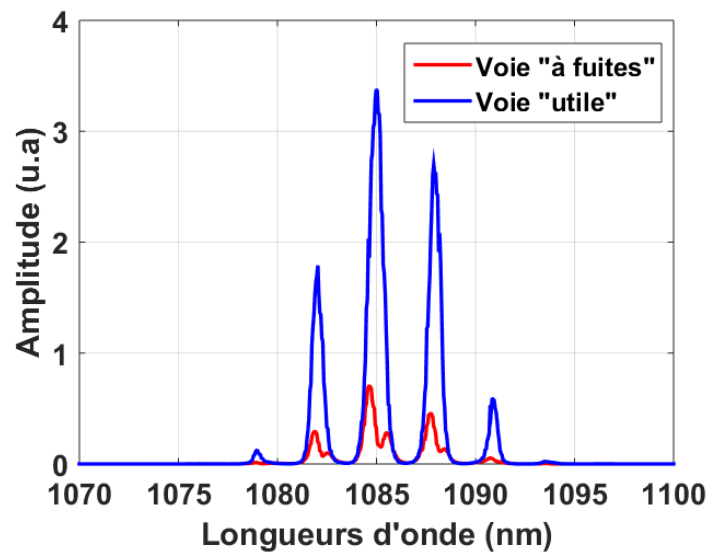


Figure I-40 : Spectres enregistrés respectivement à la sortie du laser (courbe bleue) et sur la sortie « à fuites » (courbe rouge) de la lame séparatrice servant à combiner les deux bras de l'interféromètre de Mach-Zehnder en espace libre, pour une différence de marche de 0,28mm, et une puissance de pompage de 16,7W.

Nous pouvons remarquer que les deux spectres de la Figure I-40 présentent des modulations localisées sur les mêmes bandes de fréquence. Contrairement à l'impact des effets non linéaires, ce résultat ne peut être expliqué par un raisonnement dans lequel l'interféromètre, traversé par un rayonnement, aiguillent certaines fréquences sur la voie « *utile* » et la partie complémentaire du spectre sur la voie dite « *à fuites* ».

Nous avons reporté sur la Figure I-41, les fonctions de transfert sur les voies « *utile* » et « *à fuites* » superposées aux enregistrements précédents.

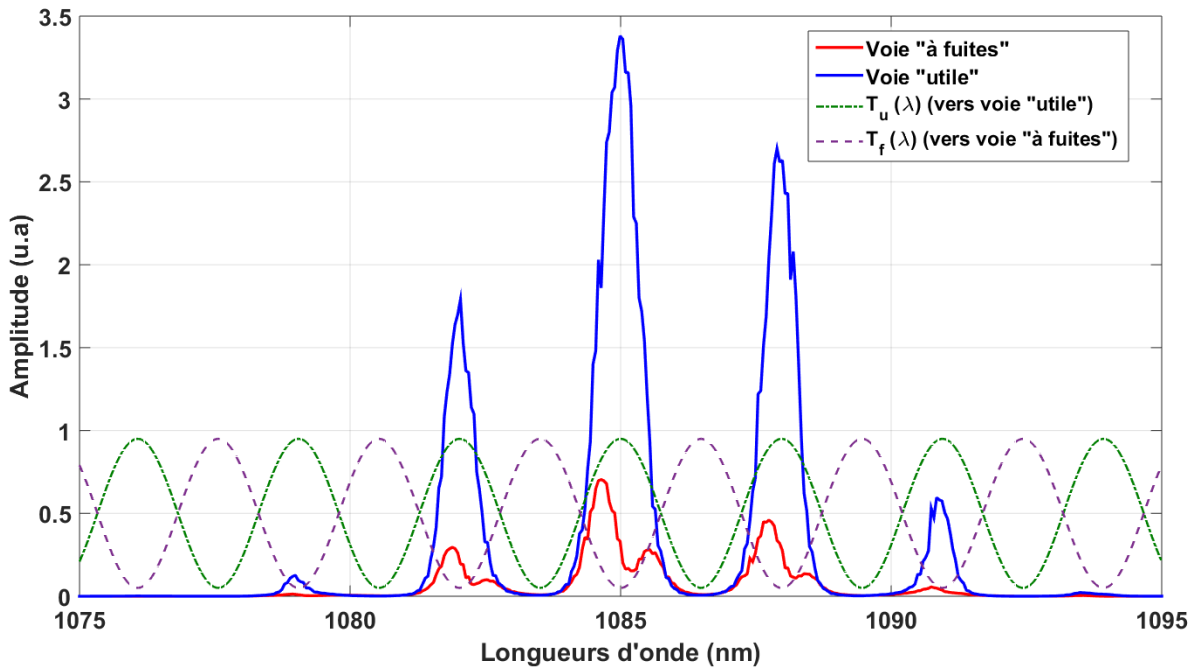


Figure I-41 : Superposition des spectres expérimentaux sur les voie « utile » (courbe bleue) et « à fuites » (courbe rouge), ainsi que des fonctions de transfert vers la voie « utile » (courbe verte), et vers la voie « à fuites » (courbe violette).

Les modulations du spectre sur la voie « *utile* » (courbe bleue) coïncident parfaitement avec les bandes de transmission de la fonction de transfert sur cette voie (pointillés verts). Sur la voie « *à fuites* », le rayonnement transporte les mêmes fréquences que sur la voie utile. Ce résultat met en évidence pour la première fois, que les fuites (en absence de non-linéarités de type Kerr) sont cohérentes avec le champ laser principal de la voie « *utile* ». Il existe donc une autre origine à la dégradation de l'efficacité de combinaison que nous avons cherché à interpréter dans le paragraphe suivant.

I.3.3.3. Interprétations des résultats expérimentaux au moyen d'un modèle numérique « énergétique »

Dans le but d'appuyer ces observations, nous avons mis en place un modèle analytique simple, ne considérant que les aspects « énergétique » du problème (calcul de puissances). Nous avons fait le choix de ne considérer aucun effet non-linéaire, de sorte à découpler les origines de la dégradation liées aux effets non-linéaires de celles liées au filtrage spectral intracavité. Ce modèle est une variante de celui de W. W. Rigrod, appliqué aux cavités composites interféromètres.

Nous avons utilisé la notion des champs circulants développée par W. W. Rigrod, et présentée par A. E. Siegman dans [56]. L'objectif a été d'obtenir une expression de l'intensité lumineuse couplée hors cavité, en fonction des paramètres de gain des amplificateurs et de pertes intracavité.

Nous avons considéré ici le même type de cavité que celui ayant été mis en place expérimentalement. Le schéma de la Figure I-42 ci-dessous décrit le montage en question.

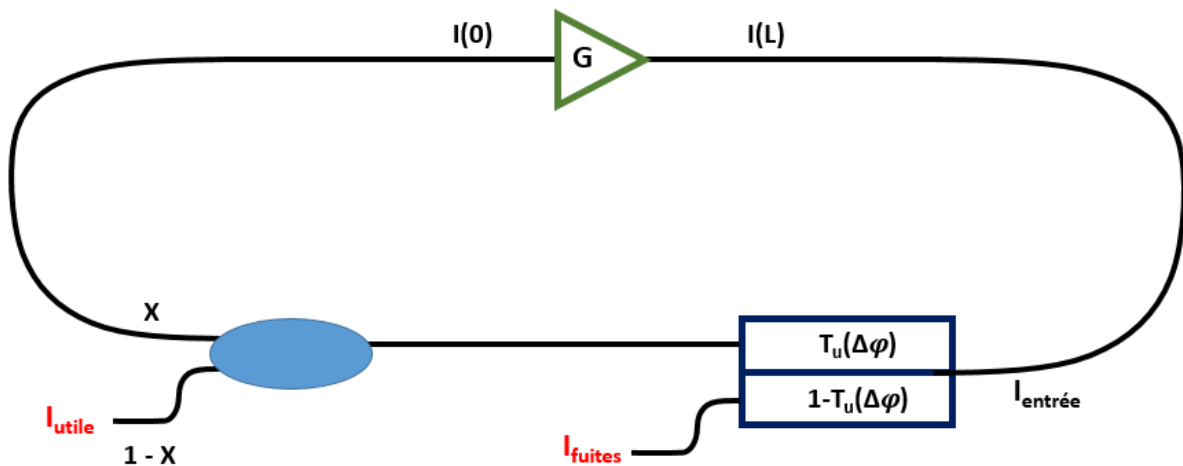


Figure I-42 : Schéma synoptique du laser interféromètre en anneau

C'est en exprimant l'intensité du champ électrique intracavité en différents points du montage qu'il a été possible, par l'application des champs circulants dans le cadre de l'analyse de W. W. Rigrod, de déterminer les expressions des intensités de sortie du montage expérimental décrit par la figure ci-dessus. Les intensités données par les relations ci-après sont normalisées à l'intensité de saturation de l'amplificateur. Nous avons considéré ici un gain non-saturé G , et un régime d'amplification inhomogène. Nous avons fait l'hypothèse qu'aucune pertes intracavité, autres que celles dues au coupleur de sortie, n'intervenaient. Les expressions des intensités I_{utile} et I_{fuites} sont données ci-dessous.

$$I_{utile}(\Delta\varphi) = (1 - X) \cdot \cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \cdot \frac{\ln(G) + \ln\left(X \cdot \cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)\right)}{1 - X \cdot \cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)} \quad (23)$$

$$I_{fuites}(\Delta\varphi) = \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \cdot \frac{\ln(G) + \ln\left(X \cdot \cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)\right)}{1 - X \cdot \cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)} \quad (24)$$

Avec :

- $\Delta\varphi = \frac{2\pi \cdot \Delta L}{\lambda}$ où ΔL est la différence de chemins optiques entre les deux voies interférométriques
- λ la longueur d'onde de travail.
- G, le gain non-saturé en simple passage
- X, taux de partage du coupleur de sortie.

A l'aide de ces deux relations, nous avons déterminé l'évolution, avec le niveau de pompage, des rapports de puissances entre les voies dites « utile » et « à fuites », et tracé les spectres sur chacune de ces voies.

Le tracé du rapport des puissances $P_{\text{utile}}/P_{\text{fuites}}$ calculé (Figure I-43) suit la même tendance que le tracé expérimental. C'est bien la tendance qu'il faut retenir ici plus que les résultats quantitatifs, car le modèle simplifié que nous avons utilisé (cavité fortement surtendue, raie à élargissement inhomogène) ne permet pas de traduire avec exactitude la réalité.

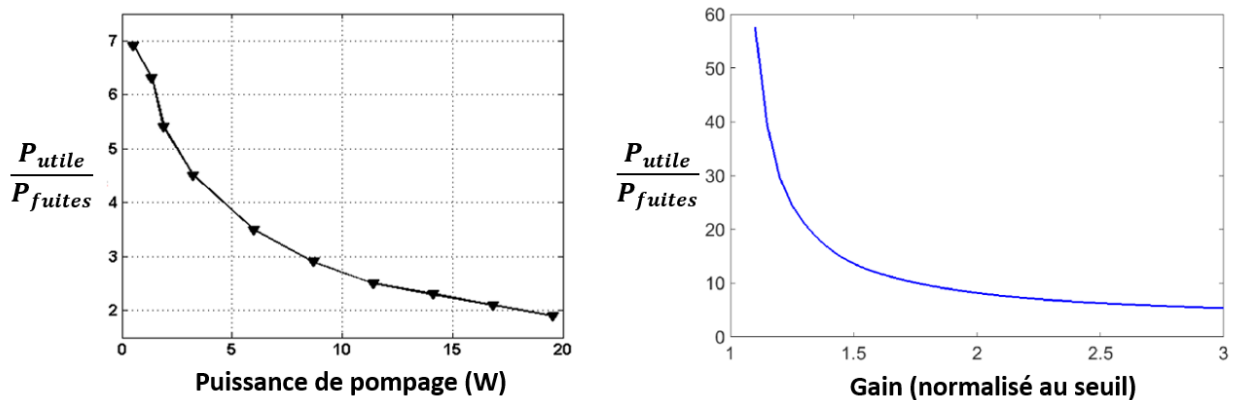


Figure I-43 : Evolution du rapport de puissance $P_{\text{utile}}/P_{\text{fuites}}$ dans le cas (a) expérimental, et (b) théorique.

La qualité du phasage décroît rapidement avec l'augmentation de la puissance de pompage des amplificateurs, et donc avec l'augmentation du gain petit signal.

En parallèle, nous avons calculé les spectres en sortie du laser sur les voies « utile » et « à fuites » afin de les comparer aux spectres expérimentaux.



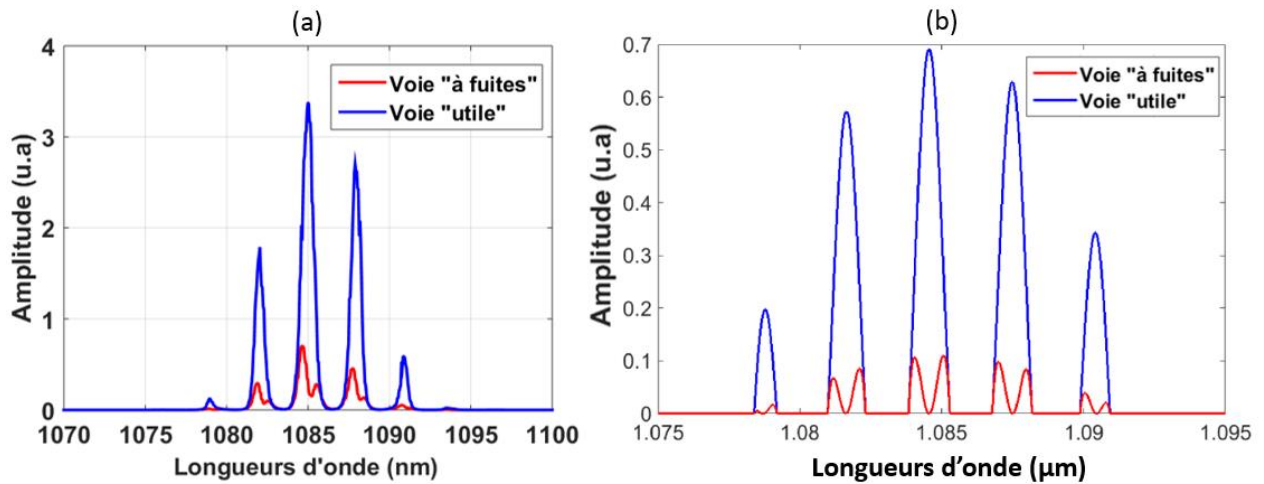


Figure I-44 : Spectres laser sur les voies « utile » (courbe bleue) et « à fuites » (courbe rouge), dans le cas expérimental (a), et dans le cas analytique (b).

La correspondance entre les résultats théoriques et expérimentaux est très bonne. L'allure du spectre obtenu sur la voie « utile » s'explique facilement par le fait qu'il est modulé par la fonction de transfert $T_u(\lambda)$. L'allure du spectre observé sur la voie « à fuites » nécessite en revanche plus d'explications. La relation entre le spectre de la voie « à fuites » et celui de la voie « utile » s'écrit comme suit.

$$S_{fuites} = S_{utile} \times \frac{(1-T_u(\lambda))}{(1-X).T_u(\lambda)} \quad (25)$$

Cette expression s'obtient en considérant comme point de départ le spectre mesuré sur la voie « utile ». Je calcule dans un premier temps le spectre en amont du coupleur de sortie en divisant par le taux partage du coupleur de sortie correspondant à cette voie, qui est égal à $(1 - X)$. Je reviens ensuite au spectre en amont du filtre spectral (interféromètre intracavité) en divisant par la fonction de transfert menant à la voie utile, à savoir $T_u(\lambda)$. La dernière étape de calcul consiste à multiplier par la fonction de transfert de l'interféromètre vers la voie « à fuites », notée $T_f(\lambda) = 1 - T_u(\lambda)$.

La fonction de transfert de l'interféromètre vers la voie « utile » présente des maxima de transmission pour un ensemble de longueurs d'onde discrètes, vérifiant la condition de synchronisme au niveau de l'élément combineur ($\Delta\varphi=2m\pi$), ce qui signifie qu'à ces mêmes longueurs d'onde, la fonction de transfert vers la voie « à fuites » est nulle (conservation de

l'énergie). Ces longueurs d'ondes discrètes sont représentées par les lignes verticales en pointillés sur la Figure I-45 ci-dessous.

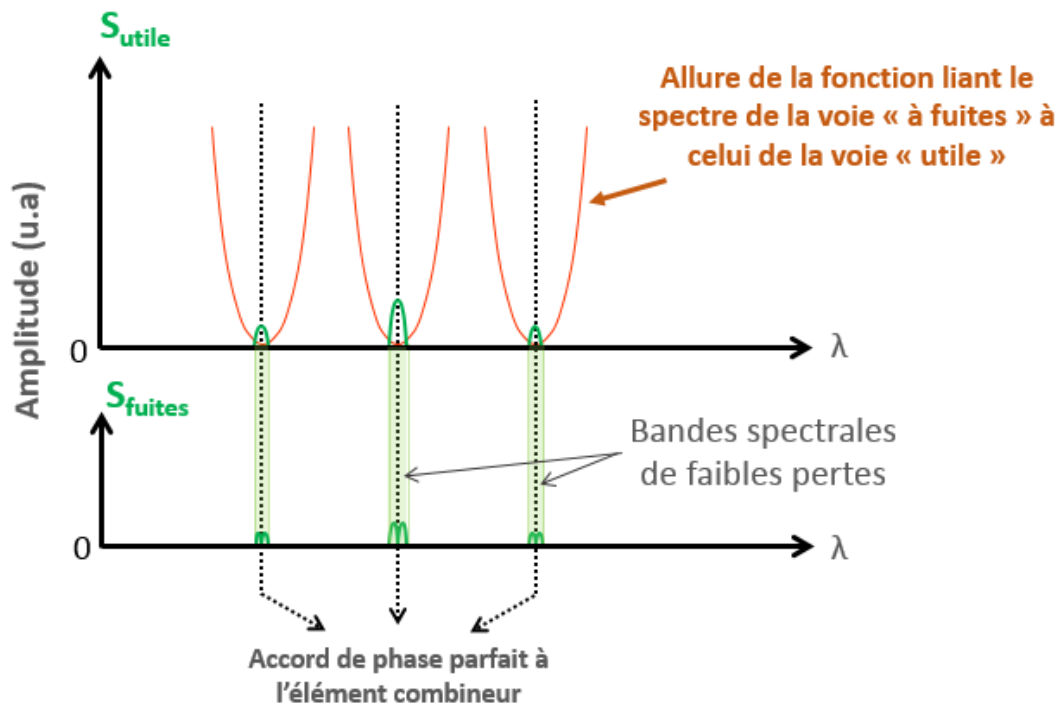


Figure I-45 : Représentation schématique des spectres obtenus sur les voies « utile » et « à fuites » (courbes vertes) pour un niveau de pompage arbitraire. La courbe orange donne l'allure de la fonction qui lie les spectres des voies « utile » et « à fuites ».

Pour les autres composantes spectrales émises sur la voie « utile », l'accord de phase n'est pas respecté, et la transmission vers la voie « à fuites » est non nulle. Par conséquent, ces composantes spectrales quittent l'interféromètre en alimentant les deux voies « utile » et « à fuites » comme l'illustre la Figure I-45. Le spectre sur la voie « à fuites » apparaît comme un prélèvement de la voie « utile » : il est constitué des mêmes bandes spectrales présentant une forme différente en raison de la complémentarité des transmissions en fréquences sur les deux voies de sortie de l'interféromètre. La Figure I-46 complète l'analyse en traitant deux situations à deux niveaux de pompage différents.

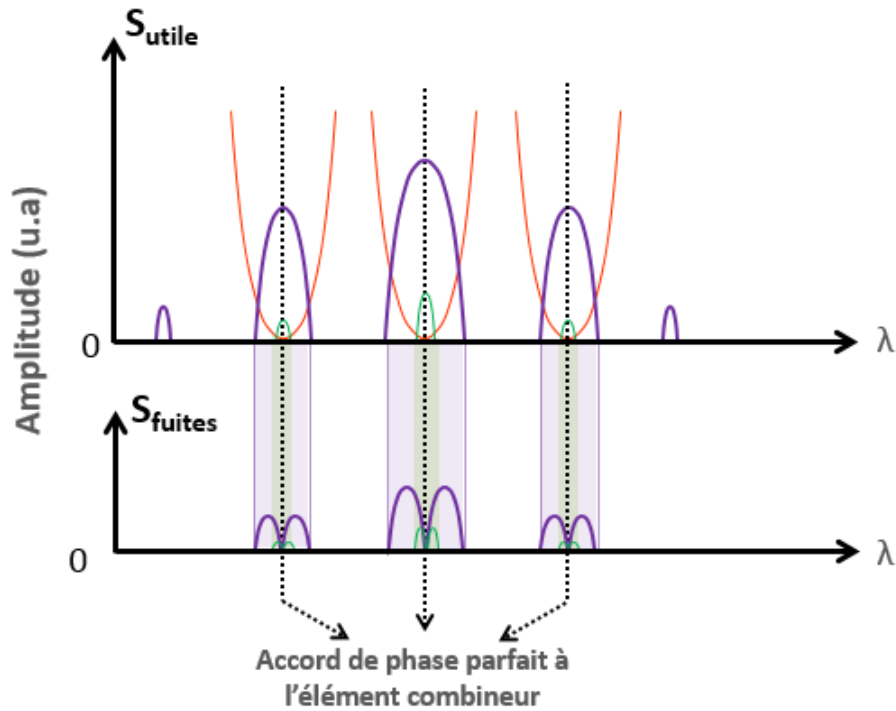


Figure I-46 : Représentation schématique des spectres obtenus sur les voies « utile » et « à fuites » pour un niveau de pompage arbitrairement faible (courbes vertes), et pour un niveau de pompage plus élevé (courbes violettes). La courbe orange donne toujours l'allure de la fonction qui lie les spectres des voies « utile » et « à fuites ».

L'augmentation du niveau de pompage se traduit tout d'abord par un élargissement spectral. Le point de fonctionnement du laser pour lequel le gain compense les pertes est obtenu pour un niveau de pertes plus élevé que dans la situation précédente. Ces pertes étant dépendantes de la longueur d'onde par la présence de l'interféromètre intra-cavité, à fort niveau de gain, les plages spectrales autorisées à osciller dans la cavité composite augmentent. Ceci se traduit par une augmentation de la proportion de puissance sur la voie « à fuites » comme le montre la Figure I-46 et donc à une diminution du rapport $P_{\text{utile}}/P_{\text{fuites}}$.

Un autre moyen de mettre en évidence expérimentalement que le filtrage spectral opéré par la cavité composite joue un rôle dans la dégradation de la qualité de la mise en phase loin du seuil laser, consiste à s'affranchir de ce filtrage en approchant le contact optique. L'interféromètre tel que conçu avec des bras en espace libre offre la possibilité de régler finement la différence de chemins optiques (ΔL).

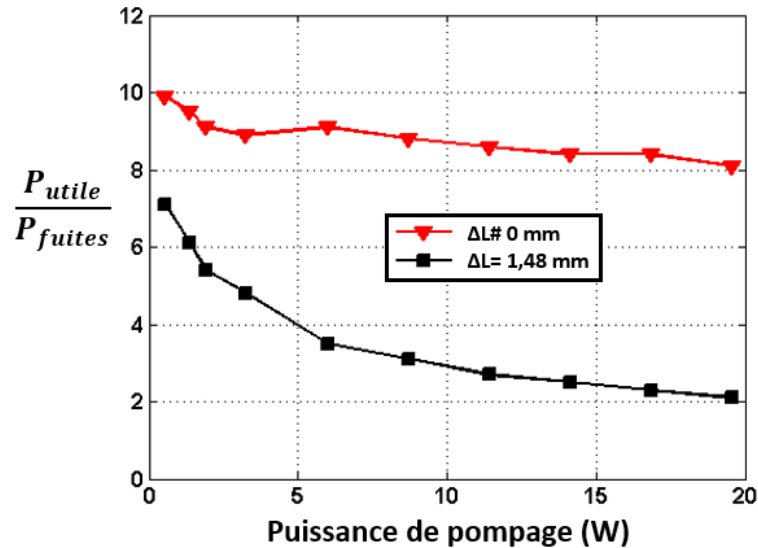


Figure I-47 : Evolution du rapport de puissance P_{utile}/P_{fuites} en fonction du niveau de pompage dans un cas sans filtrage spectral intracavité (courbe rouge), et avec filtrage spectral intracavité (courbe noire) dans le cas d'une différence de marche de 1,48mm.

La Figure I-47 compare la qualité de la mise en phase pour deux situations. Lorsqu'aucun filtrage spectral intracavité n'est réalisé ($\Delta L \sim 0$ mm), la qualité de la mise en phase n'est que très peu affectée par la montée en puissance de pompage des amplificateurs (courbe rouge). En revanche dès lors que l'on s'écarte de la différence de marche nulle ($\Delta L=1,48$ mm), la qualité du phasage chute rapidement (courbe noire).

Cette analyse met en évidence une limitation intrinsèque des dispositifs de mise en phase passive de lasers. Le filtrage spectral intra-cavité n'est pas suffisamment sélectif, ce qui a pour conséquence de laisser « fuir » de l'énergie par la voie « à fuites ». Cette quantité d'énergie croît plus rapidement que sur la voie « utile ». Ainsi, cela se traduit par une diminution rapide et inévitable de l'efficacité de combinaison, avec l'augmentation du niveau de pompage.

I.3.3.4. Impact de l'augmentation du nombre de voies lasers à co-phaser sur la qualité de la mise en phase

Sur la base du modèle présenté précédemment, nous avons analysé le cas d'un plus grand nombre de lasers. Il faut pour cela modifier la fonction de transfert de l'interféromètre (voie « utile ») comme suit :

$$T_u(\lambda) = \left| \frac{1}{N} \cdot \sum_{n=1}^N e^{i \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot L_n} \right|^2 \quad (26)$$

Avec, N le nombre de voies lasers (ici, 2, 4 ou 6) supposées froides, et L_n les longueurs optiques de chaque voie.

Les résultats présentés par la Figure I-48 ci-dessous ont tenu compte de longueurs comprises dans l'intervalle [9,99-10,01m].

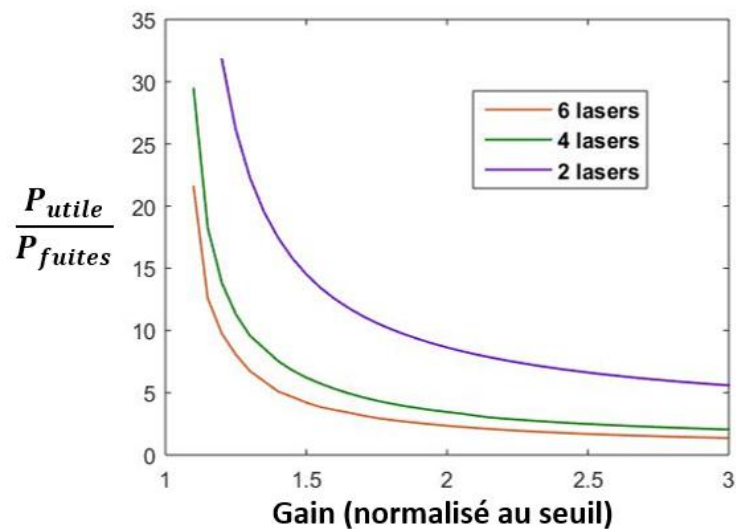


Figure I-48 : Evolution du rapport de puissance P_{utile}/P_{fuites} en fonction du gain petit signal et pour des réseaux de deux à six lasers.

La tendance générale est une dégradation de la qualité de la mise en phase non seulement avec le niveau de pompage des amplificateurs, mais également avec la montée en nombre d'émetteurs.

La dégradation de la qualité de la mise en phase se vérifie quelle que soit la taille du réseau de laser. Ce dernier résultat tend à nous montrer que les performances des systèmes de combinaison cohérente passive sont intrinsèquement limitées en termes de nombre d'émetteurs et de puissance de sortie, et qu'il sera compliqué de mettre en phase un grand nombre d'émetteurs avec des qualités de mise en phase aussi élevées que ce qu'il est possible de faire avec des architectures de mise en phase active.



I.4. Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous nous sommes intéressés dans un premier temps à une revue de l'état de l'art concernant les techniques de combinaison de lasers à amplification parallèles couplés au sein d'une même cavité. Ces approches séduisantes par le fait qu'elles exploitent le spectre de fréquences comme degré de liberté pour maintenir les émissions des différentes voies en phase dans un environnement non protégé et sans asservissement, se sont révélées peu efficaces, dans le cas de lasers à fibres, dès lors que le nombre de voies dépassait la dizaine. C'est le filtrage spectral opéré par la cavité qui est à l'origine de la dégradation de l'efficacité de combinaison. En dehors de quelques réalisations mettant en œuvre un degré de liberté supplémentaire apporté notamment par des couplages gain/phase dans les amplificateurs, la majeure partie des travaux montrent cette limitation. Sur un autre aspect, celui de la puissance, les rares démonstrations mettent en évidence que l'efficacité de combinaison décroît également rapidement avec l'augmentation de la puissance de pompage. Quelques pistes d'explications ont été données dans la littérature pour interpréter cette tendance : l'augmentation du niveau d'émission spontanée, notamment dans des cavités peu surtendues pour extraire le maximum de puissance, et les effets non linéaires de type Kerr. Nous avons mis en œuvre un laser interféromètre d'architecture élémentaire à deux voies amplificatrices pour apporter un éclairage sur ce volet de la problématique de la montée en puissance.

Avec une configuration laser entièrement fibrée, nous avons pu observer que la décroissance de la qualité de la mise en phase, s'accompagnait d'un élargissement du spectre du rayonnement émis avec la formation d'un profil suivant une loi en sécante hyperbolique. Les effets d'auto-modulation de phase et de mélange à quatre ondes en présence de faible dispersion sont très probablement à l'origine de ce comportement comme on peut le déduire de la bibliographie sur les lasers à fibre conventionnels et leur dynamique non-linéaire. L'élargissement spectral par effet Kerr génère des fréquences autres que celles imposées par la réponse en fréquences linéaire de la cavité. L'énergie transportée par ces fréquences émerge de la cavité sur la voie de combinaison mais aussi sur la voie « à fuites » et ce de façon d'autant plus forte que les effets non linéaires sont importants. Pour réduire cet impact, la solution passe par l'utilisation de fibres à large aire modale et de cavités courtes.



Par ailleurs, en adaptant le système laser pour s'affranchir des non-linéarités Kerr et pour contrôler la structuration spectrale imposée par l'interféromètre intra-cavité, nous avons mis pour la première fois en évidence une autre origine à la dégradation de l'efficacité de combinaison avec la montée en puissance. Celle-ci est inhérente à la méthode de mise en phase [57].

Nous avons identifié, par des expériences et une approche analytique, que le rayonnement issu de la voie « à fuites » était une fraction du rayonnement cohérent se propageant sur la voie de combinaison. Cela a pu être expliqué par le fait que la fonction de filtrage n'était pas assez sélective spectralement. Des fréquences ne se superposant pas en phase sur l'élément combineur mais présentant suffisamment de gain peuvent osciller dans la cavité. Une fraction de leur énergie sort alors sur chaque voie de l'interféromètre. La proportion de puissance sur la voie « à fuites » est d'autant plus forte que le gain est grand, c'est-à-dire que le niveau de pertes tolérées est élevé.

La dégradation de la qualité de mise en phase avec l'augmentation du gain et de la puissance émise semble donc dans le cas présent impossible à éviter. La qualité de mise en phase peut cependant rester à un niveau élevé si les pertes internes du laser sont très faibles et la surtension de la cavité élevée. Pour autant, cette solution n'est pas adaptée au développement de sources avec lesquelles on cherche à extraire le maximum de puissance.

Si on veut extrapoler nos résultats à la combinaison cohérente d'un plus grand nombre de laser, nous avons vu dans l'étude bibliographique que la multiplication des bras lasers amène à une fonction de transfert spectrale dont les pics de transmission sont plus étroits, la transmission maximale est réduite ce qui correspond à une mise en phase imparfaite. La discrimination atténuée des longueurs d'onde va accentuer les effets énergétiques observés. Ceci devrait conduire à une dégradation accentuée de la mise en phase et de la combinaison énergétique au fur et à mesure de l'augmentation du gain et de la puissance globale. Nos simulations numériques bien que faites avec un modèle simplifié, montrent cette tendance.

L'ensemble des analyses effectuées dans cette première partie de mes travaux de thèse nous a amenés à privilégier par la suite l'autre façon de réaliser la combinaison cohérente d'un réseau de lasers : la combinaison cohérente active, avec laquelle les records de puissance et de nombre de lasers combinés ont été à ce jour obtenus.





Chapitre II. Etat de l'art sur la montée en brillance de rayonnements lasers par combinaison cohérente active en régime continu

II.1. Introduction

Nous avons vu au cours du premier chapitre de ce manuscrit qu'un engouement fort pour les techniques passives de mise en phase a permis la réalisation d'un grand nombre de travaux faisant intervenir des méthodes de couplage de natures variées (couplage spectral ou spatial, injection mutuelle). Les résultats obtenus ont souvent montré la même tendance à savoir que la montée en nombre d'émetteurs avait pour conséquence la dégradation de la qualité de la mise en phase, faisant perdre à ce type de technique de mise en phase une part de leur intérêt.

En parallèle de ces travaux, de nombreux autres se sont axés sur le développement de techniques actives. Une fois de plus, l'objectif a été de mettre au point des méthodes permettant une mise en phase efficace d'un grand nombre d'émetteurs, assurant ainsi une densité de puissance après combinaison d'autant plus grande que le nombre d'émetteurs est élevé.

Ces approches sont basées sur une configuration laser de type MOPA (*Master Oscillator Power Amplifier*) dans laquelle le rayonnement laser d'un oscillateur maître alimente un réseau d'amplificateurs disposés en parallèle. Le principe général de ce type de méthode est de contrôler les écarts de phases entre les rayonnements amplifiés en parallèle et mutuellement cohérents, au moyen d'une boucle d'asservissement électronique suffisamment rapide pour compenser des fluctuations de phase allant typiquement au-delà de 1kHz. Nous verrons que si le principe global reste toujours le même, les moyens d'y parvenir diffèrent d'une méthode à une autre.

Au cours de ce chapitre je présenterai uniquement les techniques de mise en phase actives les plus courantes ayant impliqué des lasers à fibre, sans faire une revue exhaustive de toutes les techniques développées à ce jour. Nous nous intéresserons à leurs performances en termes de nombre d'émetteurs dans le réseau et de puissance totale délivrée. Nous associerons à ces chiffres celui de la qualité de mise en phase, décrite au travers de grandeurs définies dans l'Annexe A.



II.2. Etat de l'art sur les techniques de mise en phase active

Tous les dispositifs de mise en phase active sont des systèmes d'asservissement des phases, et doivent opérer à des fréquences suffisamment élevées pour compenser des fluctuations de phases à des fréquences allant jusqu'à environ 10kHz [58]. Ces fluctuations sont principalement dues au bruit de phase dans les amplificateurs [59,60], aux perturbations environnementales (acoustiques, mécaniques, thermiques ...) plutôt basses fréquences, et aux turbulences subies à la traversée de l'atmosphère dans certains travaux réalisant la mise en phase sur cible à grande distance. Le graphe de la Figure II-1 ci-dessous illustre l'évolution de la densité spectrale de bruit de phase dans un amplificateur à fibres dopées ytterbium [59].

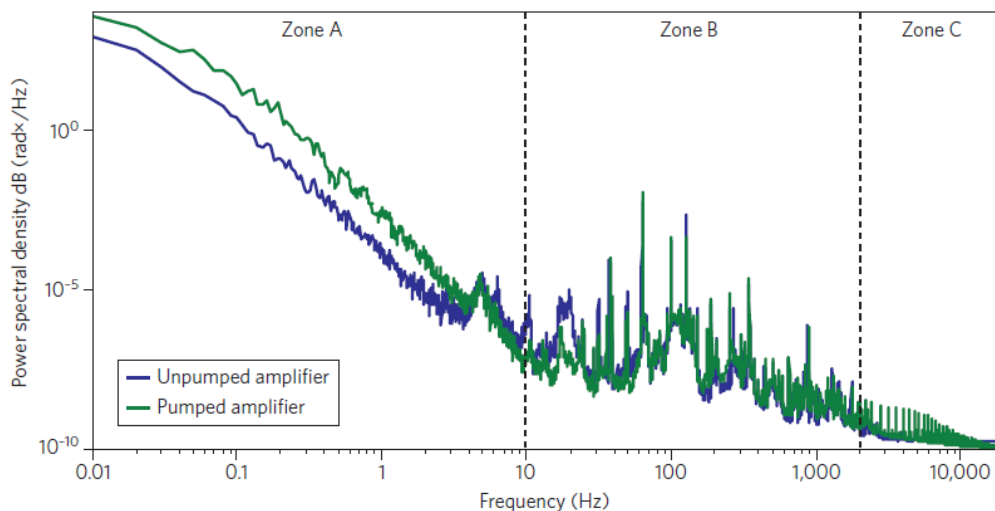


Figure II-1 Densité spectrale de bruit de phase dans un amplificateur à fibre dopée ytterbium dans le cas non-pompé (courbe bleue), et pompé (courbe verte) [59]

Nous pouvons voir ici que couvrir une bande spectrale de plusieurs kHz est souhaitable pour que l'impact de la plupart des perturbations de phases soit significativement atténué.

Les diverses méthodes ayant été développées au cours des dernières années peuvent être classées en trois catégories :

- les méthodes interférométriques,
- les méthodes utilisant le marquage en fréquence,
- les méthodes utilisant un algorithme d'optimisation.

Après avoir décrit leur principe de fonctionnement, je présenterai pour chacune d'entre elles, les travaux ayant permis la combinaison d'un grand nombre d'émetteurs, et ceux ayant utilisé de fortes puissances.

II.2.1. Méthodes interférométriques

II.2.1.1. Détection optique hétérodyne

La méthode la plus classique dans cette catégorie exploite les battements temporels entre une onde de référence et chaque onde du réseau. Les signaux d'interférences sont analysés par détection optique hétérodyne [61], et la Figure II-2 ci-dessous illustre un schéma classique d'un tel système.

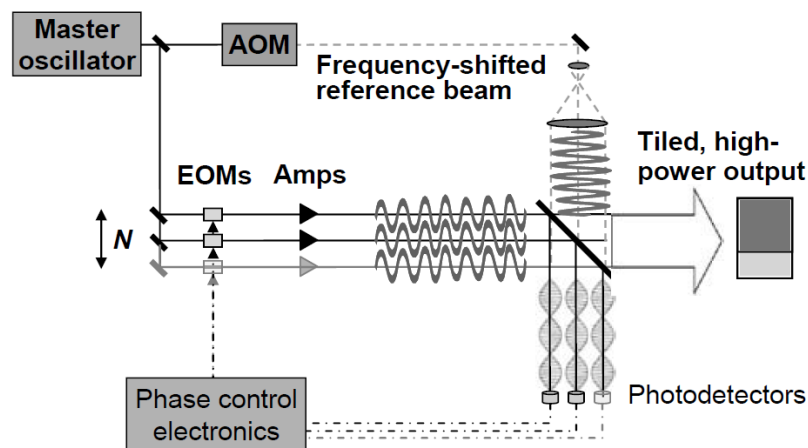


Figure II-2 : Schéma d'un montage expérimental de mise en phase par détection optique hétérodyne extrait de [61]

Dans ce type de montage, le rayonnement d'un oscillateur maître est réparti sur $N+1$ voies (N étant le nombre d'éléments à cophaser). La première voie constitue le faisceau de référence, légèrement décalé en fréquence au moyen d'un modulateur acousto-optique (noté « *AOM* » sur la Figure II-2). Les N autres voies comportent un modulateur de phase électro-optique (notés « *EOMs* »), puis les étages d'amplification. Chaque faisceau du réseau interfère avec le front d'onde de référence au niveau d'un élément combineur (ici, une lame séparatrice). Une matrice de photo-détecteurs analyse les signaux d'interférences par détection hétérodyne. Les courants renvoyés par chaque détecteur alimentent ensuite un montage électronique, qui détermine les écarts de phase à la référence et qui commande leurs corrections par les modulateurs de phase électro-optiques, pour assurer une émission synchrone des multiples émetteurs.

Cette méthode n'est intrinsèquement pas limitée en nombre d'émetteurs qu'il est possible de mettre en phase puisqu'elle utilise autant de détecteurs que de lasers dans le réseau. Cependant, une contrainte forte concerne l'onde de référence. Il est complexe d'assurer une planéité du front de cette onde sur une grande section, ce qui bride au final cette technique. Une autre contrainte est qu'elle ne peut être utilisée que dans le cas où les émetteurs sont juxtaposés en champ proche et se combinent en champ lointain.

Bien que les premiers travaux que je présente ici n'aient pas employé de sources fibrées, j'ai choisi de les rapporter car ils constituent un record en termes de puissance totale délivrée, toute catégorie confondue. En 2009, S. J. McNaught *et al.* de *Northrop Grumman Space Technology*, ont réalisé, en exploitant la détection optique hétérodyne, la combinaison cohérente de sept voies amplificatrices délivrant chacune 15kW [62]. La puissance totale fournie par ce système a atteint 105 kW en régime continu. Le montage mis en place lors de ces expériences est décrit par la Figure II-3.

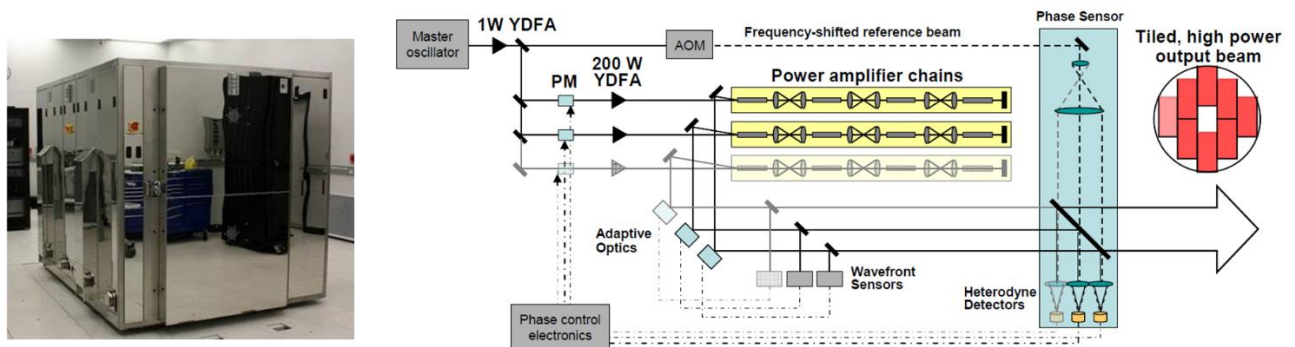


Figure II-3 : Photo du système laser ayant atteint 105kW en continu (a), et schéma simplifié de son montage expérimental (b) [62].

Dans cet article, la qualité de la mise en phase n'est donnée à aucun moment de manière quantitative. Les auteurs indiquent uniquement que, du fait des aberrations subies par les faisceaux lors des étapes d'amplification, le gain en brillance apporté par la mise en phase, n'est pas aussi élevé que dans un cas idéal [62]. La Figure II-4 ci-dessous montre le champ proche avec les sept sorties des lasers à plaque ainsi que le champ lointain résultant de la combinaison cohérente de ces faisceaux.

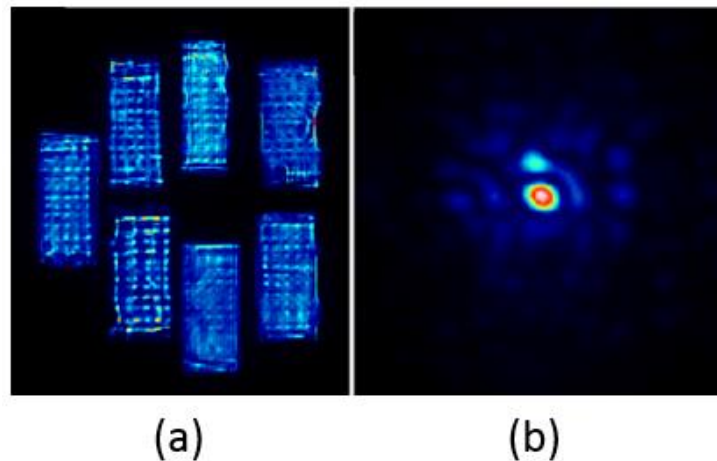


Figure II-4 Image du champ proche constitué des sept faisceaux amplifiés (a) et champ lointain résultant illustrant leur combinaison cohérente (b) [62].

Notons que ces travaux ont impliqué des milieux amplificateurs solides à base de Néodyme YAG, dans une architecture particulière appelée « *slab laser* ». Les faisceaux issus de ces milieux amplificateurs sont de profils rectangulaires permettant un taux de remplissage élevé. L'intérêt est alors de favoriser l'énergie contenue dans le lobe central, et de minimiser celle contenue dans les lobes périphériques. Ce point est abordé dans la partie IV.3 du chapitre 4.

En termes de puissance, le record pour un montage de mise en phase active impliquant des sources fibrées (dopées ytterbium), a été établi à une puissance de sortie de 1,43kW, par G. D. Goodno *et al.* en 2010 [63]. Dans ces travaux un peu particuliers que je ne détaille pas ici, une seule voie de puissance a été utilisée et a été mise en phase avec un rayonnement de plus faible puissance. Il a été mis en évidence la possibilité d'atteindre une qualité de phasage très bonne, décrite par une faible erreur résiduelle de phase entre émetteurs, d'environ $\lambda/80$.

II.2.1.2. Autres techniques interférométriques

Dans un registre similaire, d'autres méthodes interférométriques de mise en phase ont été développées. Toujours basée sur l'exploitation d'un faisceau de référence, elles font apparaître cette fois les interférences dans le domaine spatial.

La réalisation de C. X. Yu *et al.* [64] en 2006 utilise une caméra CCD pour analyser les états d'interférences entre chaque élément du réseau et une onde de référence inclinée. La mise en



phase de 48 voies fibrées passives (dépourvues de milieux amplificateurs) a ainsi été démontrée au moyen du montage expérimental illustré en Figure II-5.

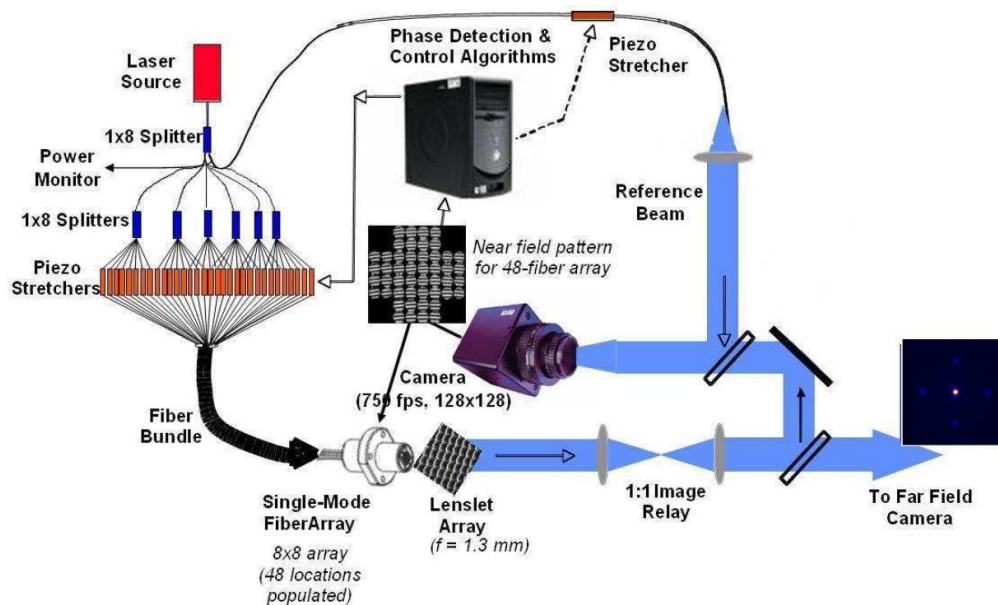


Figure II-5 Montage dédié à la mise en phase de 48 voies lasers constituées de fibres passives et proposé par C. X. Yu et al. [64].

Le rayonnement d'un oscillateur est reparti sur 48 voies fibrées, obtenues au moyen d'une cascade de coupleurs. Sur une autre voie également fibrée, une partie du rayonnement de l'oscillateur est prélevée pour former l'onde de référence. Celle-ci est superposée avec un angle faible avec les 48 faisceaux à mettre en phase. La position relative des franges d'interférences renseigne sur les écarts de phase entre les faisceaux. Les interférogrammes sont analysés au moyen d'une caméra CCD couplée à un algorithme de restitution des phases. Le résultat du calcul donne les tensions à appliquer à des cellules piézo-électriques placées sur chaque voie pour réduire les écarts de phase entre les faisceaux du réseau. Lorsque les émetteurs sont en phase, toutes les franges sont alignées.

Il a ainsi été possible d'atteindre une faible erreur de phase résiduelle estimée à environ $\lambda/30$. Il n'est pas fait mention ici de la puissance délivrée par ce système exploitant des fibres passives parcourues par le rayonnement d'une source unique.

L'emploi d'une caméra CCD a limité la bande passante du système d'asservissement, du fait de sa faible fréquence d'acquisition d'image (750 images par seconde), ce qui n'est pas suffisant

pour compenser des fluctuations de phase telles que celles rapportées sur la Figure II-1. Plus récemment, pour répondre à cette problématique, H. Chosrowjan *et al.* [65] ont fait évoluer la méthode de détection. Des paires de photodiodes sont utilisées pour analyser les positions des franges. En égalisant les signaux renvoyés par chaque paires de photodiodes, on s'assure de centrer une frange brillante sur le détecteur. Cette opération est effectuée pour l'ensemble des émetteurs de façon à assurer l'égalité des phases des éléments du réseau. Dans le montage mis en place, seules deux voies passives ont été mises en jeu, comme l'illustre le schéma de la Figure II-6.

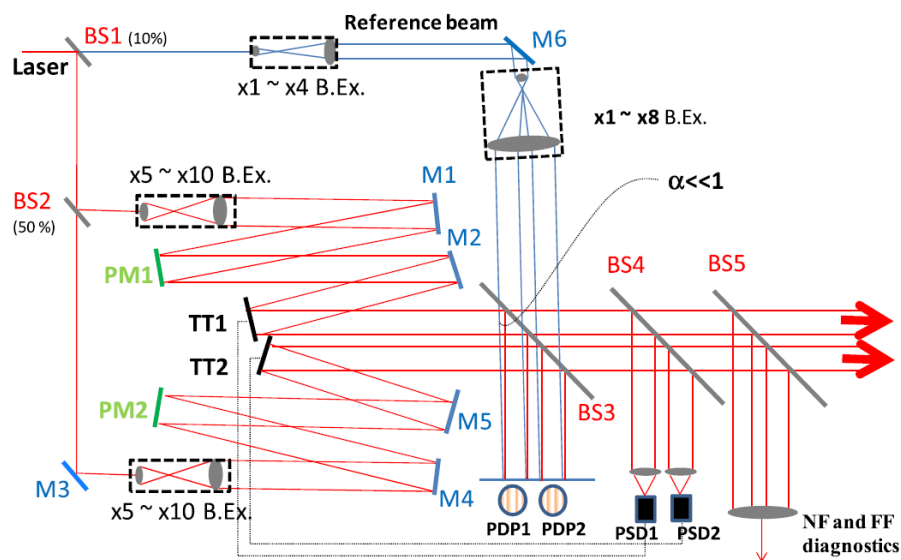


Figure II-6 Schéma du montage expérimental ayant réalisé la mise en phase de deux voies passives au moyen de la méthode proposée par H. Chosrowjan et al. [65].

La boucle de rétro-action a permis de couvrir une bande passante d'environ 1kHz avec une erreur de phase résiduelle de $\lambda/25$.

Dans une autre réalisation, sans faisceau de référence, J. Bourderionnet *et al.* [66] ont démontré la possibilité d'utiliser une méthode générant des systèmes de franges formés entre émetteurs voisins, pour réaliser la mise en phase de soixante-quatre voies passives, qui jusqu'à ce jour constitue le record en termes de nombre de voies co-phasées. Le montage expérimental mis en place lors de ces travaux est décrit par le schéma de la Figure II-7.

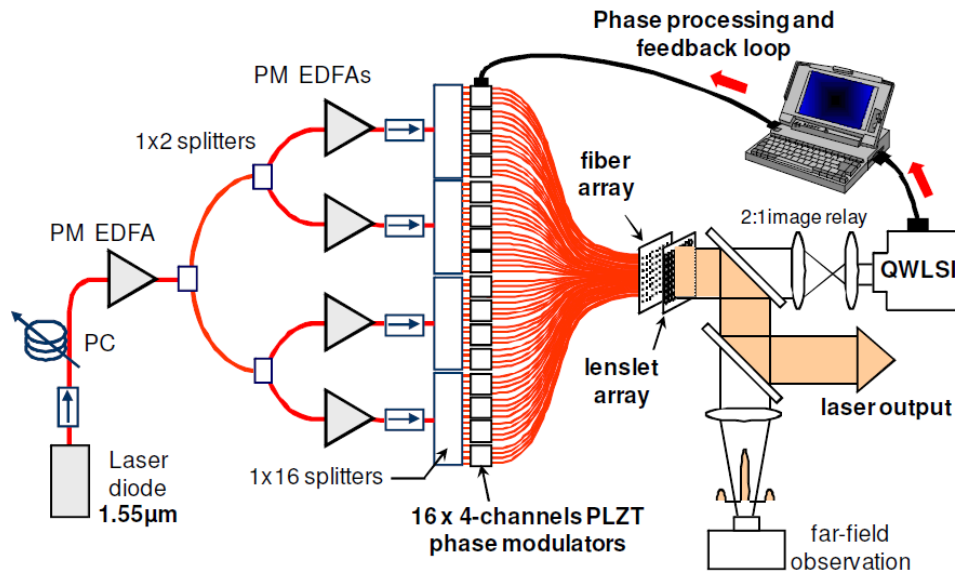


Figure II-7 Dispositif de mise en phase exploitant l'interférométrie à décalage quadrilatéral présentée dans [66].

Une cascade de coupleurs répartit le rayonnement amplifié d'une diode laser sur soixante-quatre voies réalisées avec des fibres passives disposées dans une matrice carrée. Au moyen de réseaux de diffraction particuliers, quatre répliques de chaque faisceau sont affichées en décalage suivant des plans orthogonaux et des directions opposées. Elles interfèrent avec les répliques des proches voisins créant ainsi des réseaux de franges d'interférences : on parle d'interférométrie à décalage quadrilatéral. Les franges sont détectées par une caméra CCD qui fournit les images à un algorithme qui en extrait les différences de phase relatives entre émetteurs et leur correction est effectuée par les modulateurs de phase électro-optiques placés sur chacune des voies. L'erreur de phase résiduelle a été mesurée autour de $\lambda/10$ rms. Cette valeur élevée est en partie due au fait que la bande passante est limitée par la fréquence d'acquisition de la caméra, qui était ici de 20Hz, ne permettant pas une correction suffisamment rapide des écarts de phase. Des travaux complémentaires plus récents, ont utilisé une caméra plus performante, et ont montré la possibilité de travailler avec une bande passante autour du kHz avec ce type de détection [67], réduisant ainsi l'erreur de phase résiduelle à $\lambda/20$ rms.

II.2.2. Marquage fréquentiel

La mise en phase par marquage fréquentiel repose sur un ensemble de détections optiques hétérodynes. Cette méthode consiste à moduler en phase à une fréquence RF propre la porteuse de chaque voie à co-phaser. Ce marquage fréquentiel est appliqué au niveau des modulateurs

de phase et se superpose aux corrections de piston de phase. Les multiples faisceaux sont superposés sur un unique photo-détecteur, dont le courant est réparti sur un réseau parallèle de détections synchrones pilotés par les oscillateurs RF associés à chacune des voies. Chaque détection synchrone permet de déterminer l'écart de phase à corriger sur la voie correspondante par application de la valeur opposée sur le modulateur électro-optique.

Ce principe a initialement été proposé par T. R. O'Meara [68] dans le contexte de travaux concernant la correction de front d'onde se propageant dans l'atmosphère. Quelques années plus tard, une variante dédiée à la combinaison cohérente de faisceaux lasers a été présentée par T. M. Shay *et al.* [69], de l'*Air Force Research Laboratory* (Albuquerque USA), et brevetée en 2011 [70] sous le nom de LOCSET, pour "*Locking of Optical Coherence by Single-Detector Electronic-Tagging*".

La Figure II-8 illustre un montage typique de mise en phase par LOCSET. Nous y retrouvons la classique architecture MOPA et son champ de sortie multi-pupillaire, suivi d'un prélèvement laissant la majeure partie de l'énergie se propager en espace libre. Le reste de l'énergie est concentré sur un détecteur, dont le signal de sortie alimente la boucle d'asservissement des phases, constituée d'un ensemble de détections synchrones. Les données de sortie sont les phases correctrices à appliquer aux multiples modulateurs électro-optiques pour assurer une émission en phase des rayonnements.

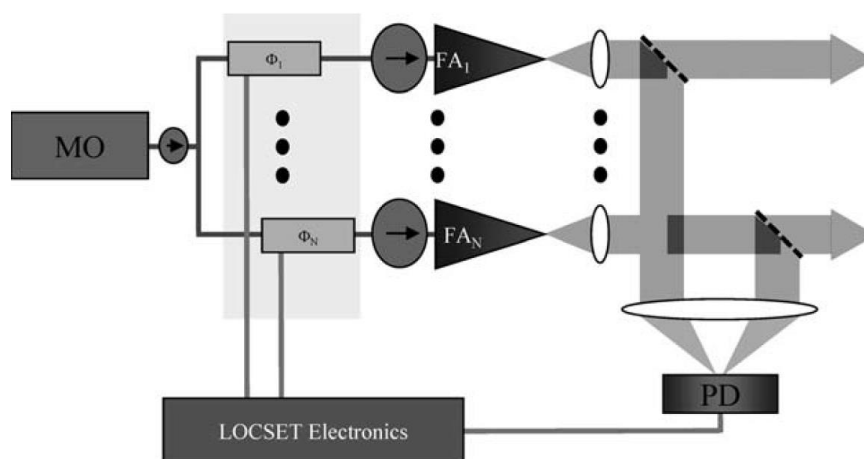


Figure II-8 Schéma typique d'un montage réalisant la mise en phase d'un réseau d'émetteurs par LOCSET [71].

Deux variantes de la méthode LOCSET peuvent être utilisées. La première consiste à utiliser un faisceau de référence, qui est en fait un des faisceaux du réseau d'émetteurs dont on ne module pas la porteuse : on parle de « *self-referenced LOCSET* ». L'autre version utilise le fait que, même en l'absence de cette référence, la méthode LOCSET fonctionne. Tous les faisceaux sont modulés par une fréquence RF donnée et dans ce cas on parle de « *self-synchronous LOCSET* » [72].

Sur la base de ce principe, il a été démontré lors des travaux réalisés par B. Pulford *et al.* [73] (*Air Force Research Laboratory, Albuquerque USA*), la possibilité de combiner trente-deux voies passives (sans milieux amplificateurs), avec une très faible erreur de phase résiduelle d'environ $\lambda/71$ rms. Le montage expérimental mis en place lors de ces travaux est illustré en Figure II-9.

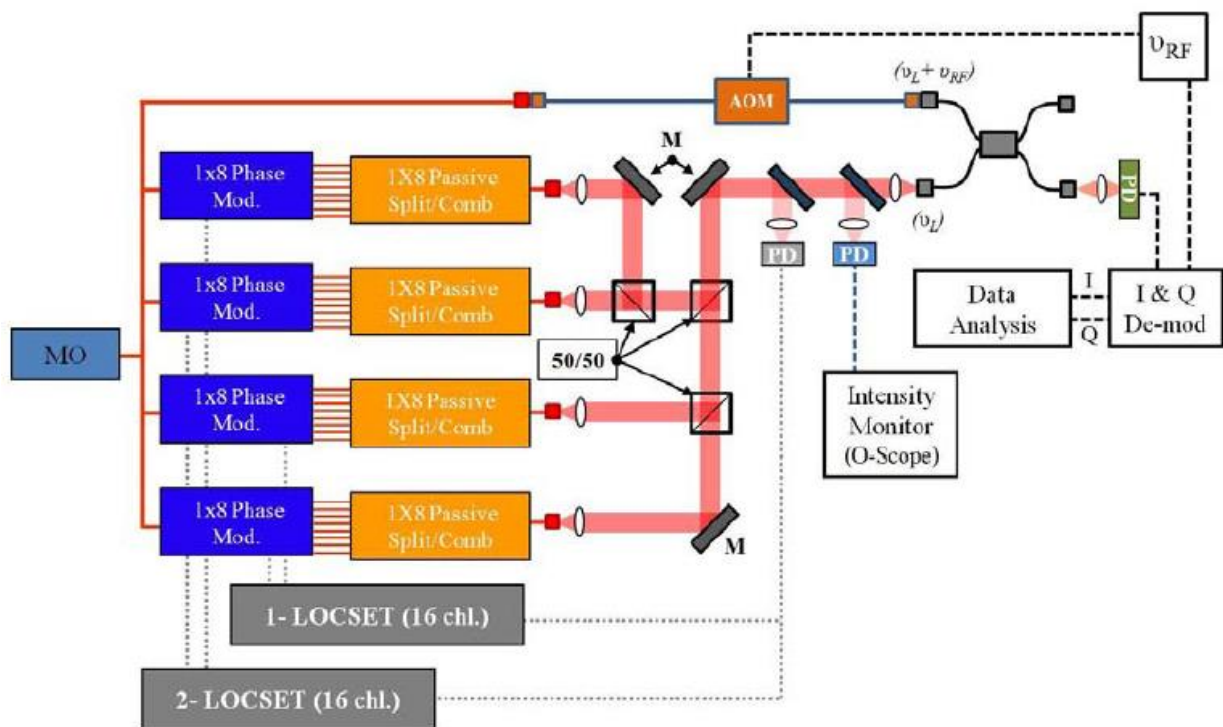


Figure II-9 Schéma du montage expérimental ayant permis la mise en phase de trente-deux voies passives par la technique LOCSET [73]. Un montage de démodulation I-Q a permis la quantification de l'erreur de phase résiduelle.

Notons ici qu'afin de ne pas perdre la cohérence mutuelle entre les rayonnements à co-phaser, il est important de veiller à ce que l'amplitude des modulations de phase soit très faibles ($\ll 2\pi$, très faible taux de modulation). Pour autant la modulation doit produire une composante de puissance supérieure à celle du bruit propre de l'oscillateur maître.

Bien que les auteurs aient annoncé la possibilité de combiner plusieurs centaines d'émetteurs avec la même efficacité de combinaison, une limite existe sur ce nombre. En effet, le module de détection synchrone agit comme un filtre à bande étroite. Pour s'assurer que les fréquences auxquelles apparaissent les perturbations de phases à compenser ne soient pas filtrées, et que les bandes de fréquences de marquage ne se chevauchent pas (diaphonie), des conditions présentées dans [74] doivent être respectées. Elles mènent à l'établissement d'une relation entre le nombre maximum de voies qu'il est possible de marquer, et donc de co-phaser, la fréquence de marquage la plus basse et la fréquence maximale des perturbations que l'on souhaite corriger.

$$N_{max} = \frac{v_1}{1000.v_{fluct}} \quad (27)$$

Ce nombre maximum de voies peut aller de 100 à 500 suivant la gamme de fréquences de fluctuation de phase que l'on souhaite corriger, et les fréquences de marquage que l'on veut appliquer [75].

Afin de repousser cette limite en nombre d'émetteurs des architectures de mise en phase utilisant la méthode LOCSET, il a été proposé très récemment par H. K. Ahn *et al.* [76] de mettre en cascade plusieurs étages d'asservissement LOCSET sans pour autant que la bande passante ne soit dégradée par rapport à un système LOCSET classique. Le schéma de la Figure II-10 ci-dessous illustre le montage présenté dans [76].



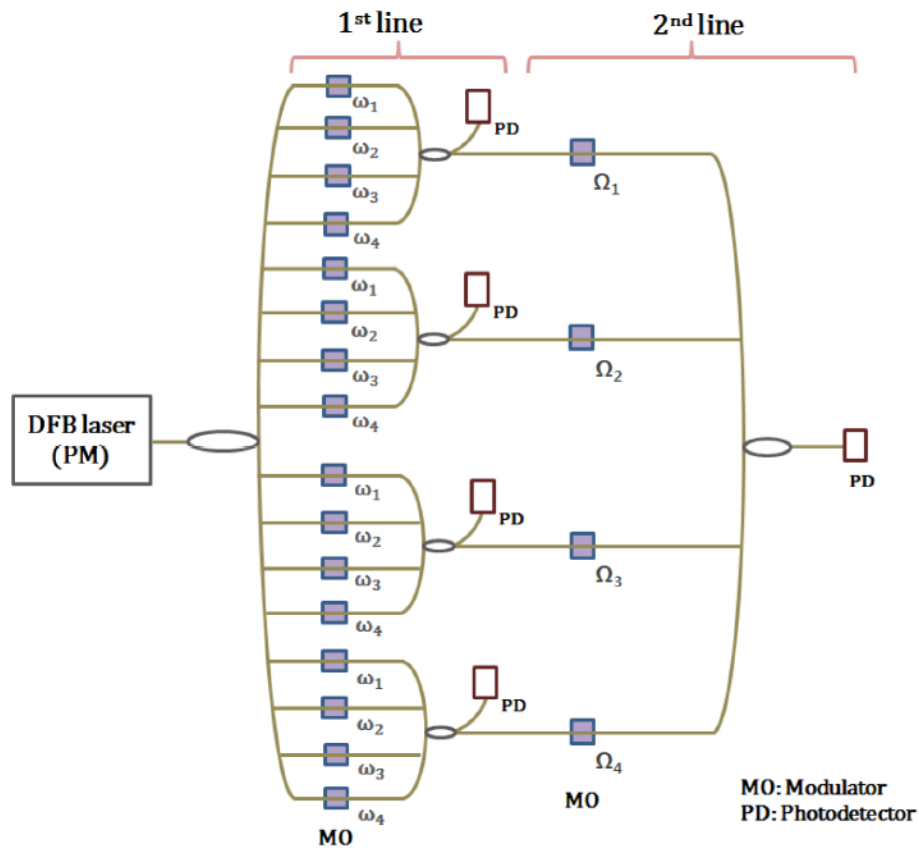


Figure II-10 Schéma d'un montage utilisant une cascade de bloc d'asservissement utilisant la technique de mise en phase LOCSET [76].

Il a été démontré que cette méthode fonctionnait expérimentalement dans le cas d'un réseau de 4x4 lasers avec une erreur de phase résiduelle faible ($\sim \lambda/30$) [76]. Des travaux complémentaires, cette fois purement numériques, ont fait apparaître la possibilité de mettre en phase un réseau de 50x50 émetteurs avec la même qualité de mise en phase, soit 2500 émetteurs [77].

L'autre volet ayant animé les travaux sur la mise en phase par LOCSET a concerné la génération de très fortes puissances (régime kW). La puissance combinée la plus élevée obtenue au moyen de cette technique a été rapportée par l'AFRL (*Air Force Research Laboratory*) [78] avec au total 1,4kW. Le montage mis en place a utilisé seize voies amplificatrices délivrant chacune une puissance de 100W (voir Figure II-11).

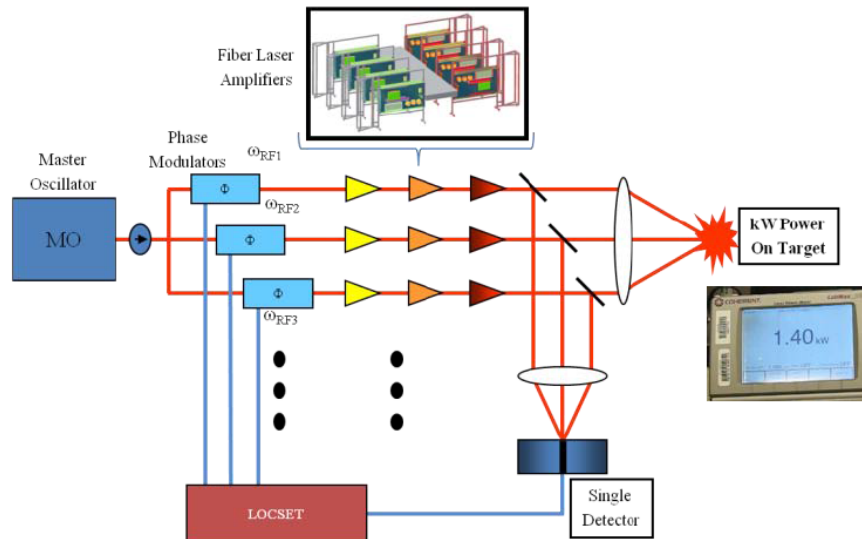


Figure II-11 Schéma du montage expérimental utilisé pour démontrer la mise en phase par la méthode LOCSET de 16 x 100W [78].

Bien que les auteurs annoncent une erreur de phase résiduelle faible, environ égale à $\lambda/25$, la figure d'interférences relevée lorsque la boucle d'asservissement est fermée (Figure II-12-(b)), est peu conforme à celle attendue avec une matrice de 4x4 faisceaux arrangés selon une maille carrée en champ proche.

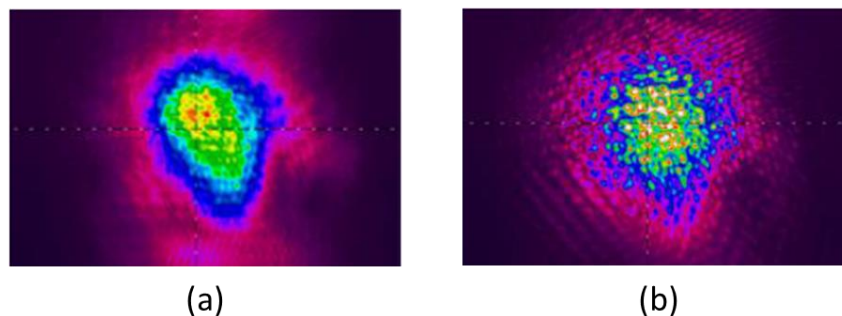


Figure II-12 Champ lointain à 1,4kW obtenu avec la boucle d'asservissement ouverte (a) et obtenu avec la boucle d'asservissement fermée (b) [78].

En parallèle des travaux menés sur la méthode LOCSET, une autre technique, appelée « *Single frequency dithering* » a été développée par Y. Ma *et al.* Elle consiste à n'utiliser qu'une seule fréquence de modulation pour l'ensemble de voie. La différence par rapport à la technique LOCSET réside dans le fait que le marquage se fait par multiplexage temporel [79]. Une seule fréquence de modulation est utilisée pour l'ensemble des voies et le marquage est réalisé une voie après l'autre sur de courtes fenêtres temporelles (voir Figure II-13).

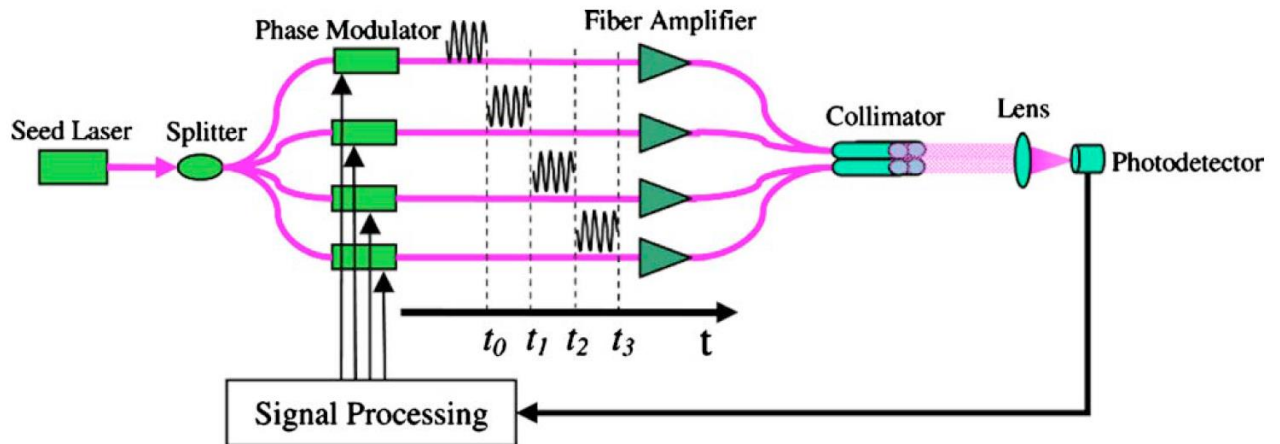


Figure II-13 Schéma de principe de la technique de mise en phase « Single frequency dithering » utilisant pour le marquage des voies un multiplexage temporel [79].

Il a été démontré la possibilité de co-phaser neuf émetteurs (matrice 3x3) à une puissance totale de 1,08 kW. La phase résiduelle mesurée était alors environ égale à $\lambda/15$ [79].

La principale limite de cette méthode concerne la montée en nombre d'émetteurs, et réside dans le fait que le temps de traitement de l'ensemble des voies est d'autant plus long que le réseau d'émetteurs est grand. Aucun chiffre n'a été communiqué mais cette problématique a mené à des travaux visant à réduire le temps nécessaire au système pour réaliser la mise en phase. Toujours sur la base d'un multiplexage temporel, deux voies sont marquées simultanément à la même fréquence mais cette fois avec des signaux en quadrature de phase [80], permettant de diminuer le temps nécessaire pour atteindre le régime en phase d'un facteur deux. La qualité de la mise en phase est ici évaluée au moyen du contraste de la figure d'interférences en champ lointain. La Figure II.14-(a) illustre le cas où la boucle d'asservissement est ouverte (*speckle*). Après mise en phase, la figure d'interférences devient structurée comme l'illustre la Figure II.14-(b), et le contraste mesurée était de 90%, correspondant à une erreur résiduelle de phase de $\lambda/20$. La comparaison avec le cas théorique idéal (Figure II.14-(c)) montre une bonne correspondance des résultats, et en accord avec la valeur de contraste.



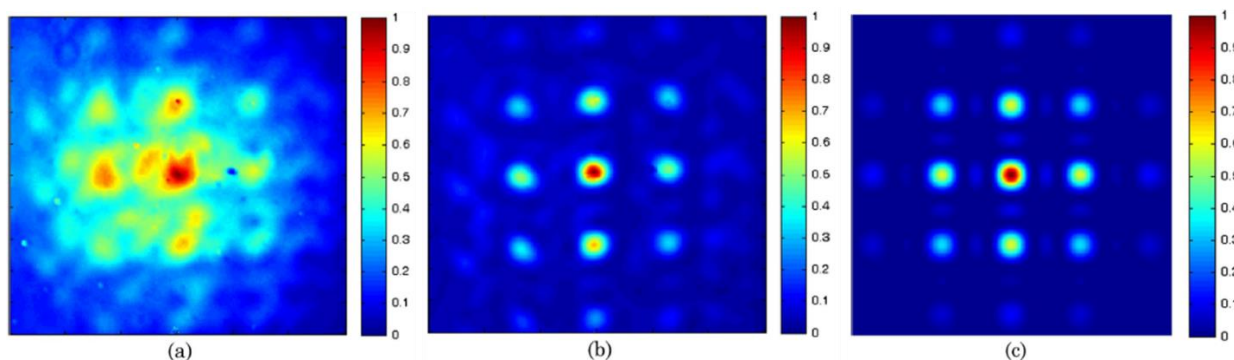


Figure II-14 Champ lointains obtenus par la méthode de mise en phase « Single frequency dithering » [80] lorsque la boucle d’asservissement est ouverte (a), lorsque la boucle d’asservissement est fermée (b), et à titre de comparaison, le cas théorique attendu avec les 9 rayonnements en phase (c).

II.2.3. Techniques de mise en phase utilisant une approche itérative

Certaines méthodes ne passent pas par des mesures des phases à corriger (conjugaison de phase) mais elles utilisent des processus itératifs pour ajuster les phases des émetteurs à une valeur uniforme. Dans le contexte de la mise en phase, on s’intéresse plus particulièrement à des algorithmes dont le rôle est soit de minimiser, soit de maximiser une métrique (critère d’évaluation de l’optimisation) qui, en règle générale, est l’amplitude du champ combiné au voisinage de l’axe optique en champ lointain. Cette intensité ne sera à son maximum que lorsque les rayonnements du champ proche seront en phase.

La méthode la plus connue est basée sur l’optimisation par descente de gradient, classiquement appliquée à des problèmes simples à une ou deux variables. Dans le cas de problèmes plus complexes, où le nombre de variables est plus grand, on utilise un algorithme itératif de « descente de gradient par perturbations stochastiques parallèles », plus connu sous l’acronyme SPGD pour « *Stochastic Parallel-perturbation Gradient Descent* ». Dans la littérature, cette méthode est également appelée « *Hill Climbing method* », faisant référence au fait que l’on cherche à maximiser la métrique du problème.

Cette technique de contrôle actif des phases a été initiée par M. Vorontsov *et al.* en 1997. Elle a été utilisée dans des contextes variés allant de la correction d’images [81], au profilage de front d’onde [82] ou encore, plus proches de nos préoccupations, à la combinaison cohérente de faisceaux lasers, que je présente ici.

La configuration standard des montages utilisant la SPGD est illustrée par la Figure II.15.

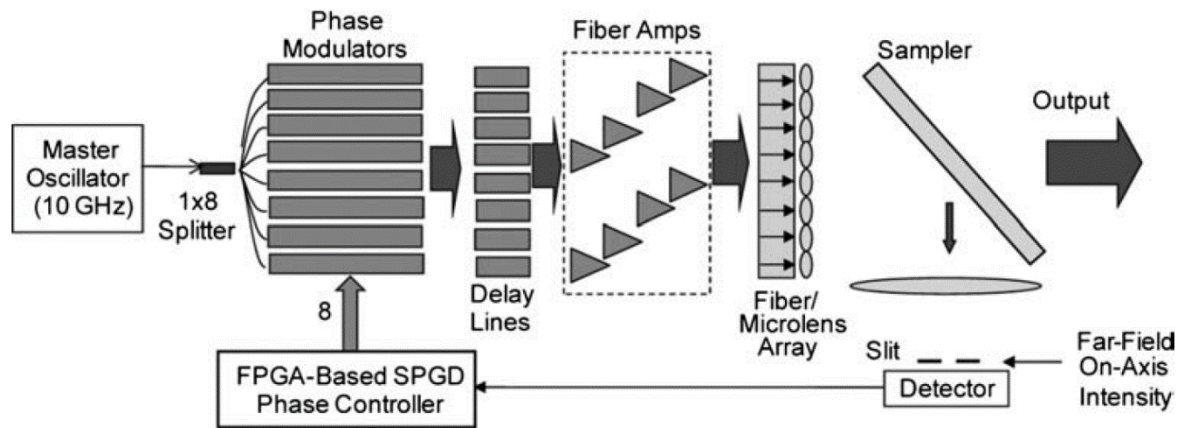


Figure II-15 Schéma typique d'un dispositif de mise en phase utilisant un algorithme de SPGD [83].

Comme dans tous les montages réalisant la mise en phase par une méthode active, les rayonnements sont issus d'une architecture MOPA. Dans le champ lointain de la matrice de faisceaux, un photodétecteur de petite taille recueille la puissance portée par une fraction du lobe central de la figure d'interférences. L'algorithme de SPGD cherche à maximiser le signal délivré par le détecteur alimentant la boucle d'asservissement. A chaque tour de boucle, de faibles perturbations sont appliquées de manière aléatoire sur les tensions des modulateurs de façon à distordre le front d'onde composite du réseau de faisceaux et mesurer le gradient de la puissance recueillie par le détecteur. A partir de la valeur de ce gradient, l'algorithme de SPGD calcule les tensions correctrices à appliquer aux modulateurs de phases (fonction linéaire du gradient). D'itérations en itérations le système d'asservissement va uniformiser la phase des différents faisceaux et maximiser l'intensité en champ lointain sur l'axe.

Nous avons testé cette méthode lors de nos travaux expérimentaux, et je présenterai en détail les étapes réalisées au cours d'une optimisation de SPGD dans le prochain chapitre de ce manuscrit.

Tout comme la méthode LOCSET, cette technique, a pour avantage majeur de permettre la mise en phase directement sur cible, pré-compensant ainsi les perturbations liées aux turbulences atmosphériques subies sur le trajet vers la cible. Ce type de technique rentre dans la catégorie des méthodes « TIL », acronyme de « *Target-In-the-Loop* ». En revanche, le temps de

convergence nécessaire à l'algorithme pour mettre le réseau d'émetteurs en phase est connu pour croître linéairement avec le nombre de voies à co-phaser. Ce comportement est lié au fait qu'un seul point de mesure est utilisé quel que soit le nombre d'émetteurs, limitant ainsi la bande passante du système d'asservissement. Des variantes de cette méthode, que je ne présente pas ici, ont consisté à adapter le pas de corrections des tensions aux modulateurs au fil du processus de convergence de sorte à réduire le nombre d'itérations nécessaire pour converger, repoussant ainsi la limite sur la bande passante [84,85].

Les premiers articles ayant décrit des systèmes de mise en phase utilisant l'algorithme de SPGD sont apparus en 2009 [86,87], mais les premiers résultats expérimentaux ne sont apparus dans la littérature que deux ans plus tard.

Les travaux menés par l'équipe de M.Vorontsov de l'Université du Maryland sont majoritairement axés sur la montée en nombre d'émetteurs combinés, et la compensation des perturbations atmosphériques. En 2011, T. Weyrauch *et al.* ont démontré la possibilité de mettre en phase un réseau de sept lasers fibrés sur une cible coopérative située à une distance de 7km [88]. Ce record de distance a été réitéré en 2016, avec cette fois un réseau de vingt-et-un émetteurs [89].



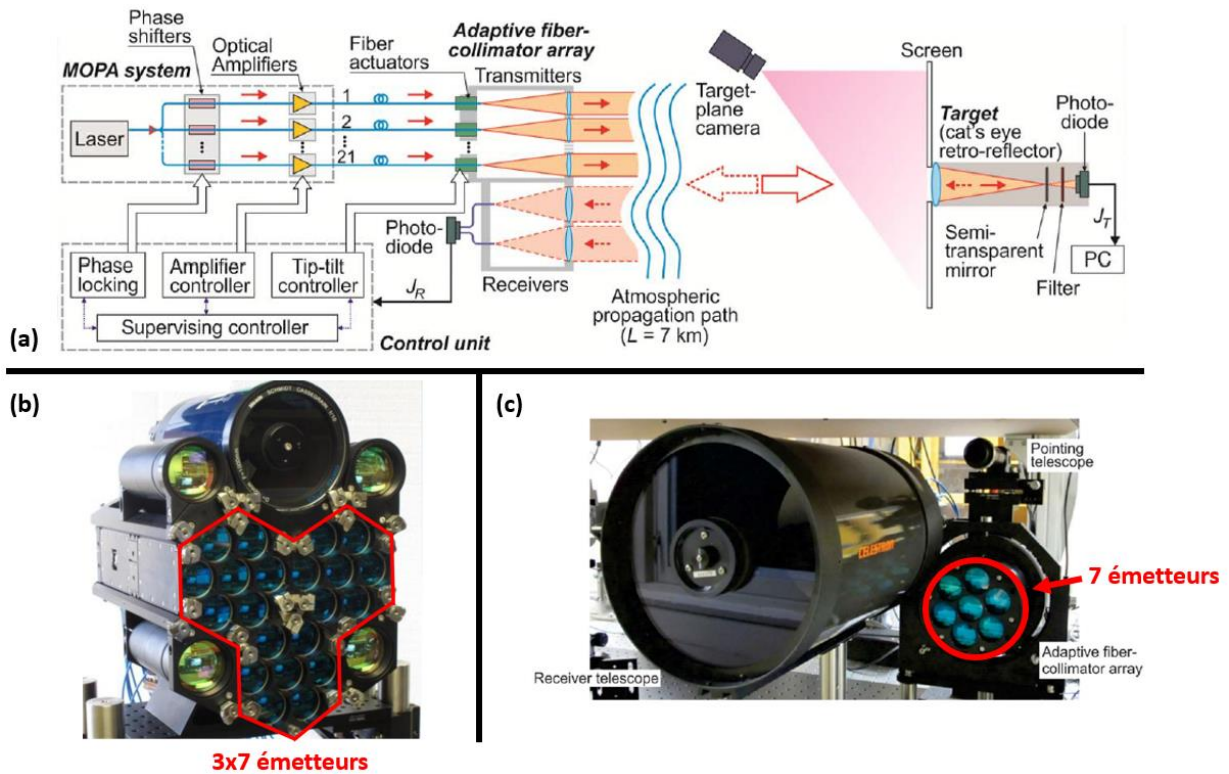


Figure II-16 Schéma du montage expérimental ayant permis la combinaison cohérente par la technique SPGD de 21 émetteurs à 7km (a), Matrice de 21 émetteurs et leurs optiques de détection (b), Matrice de 7 émetteurs et leur optique de détection (c) [88,89]

Le montage expérimental est illustré en Figure II.16-(a). Dans ces travaux, plusieurs boucles d'asservissement imbriquées ont permis, à la fois la correction de phases relatives entre émetteurs du réseau, et la correction du tip-tilt (pointé). Les faisceaux issus des sorties collimatées (Figure II.16-(b) et (c)) se sont propagés dans l'atmosphère jusqu'à une cible coopérative (miroir en coin de cube). Le rayonnement rétro-réfléchi par cette cible a été capté au moyen d'un télescope, focalisant ce signal sur un détecteur. Il est important de noter qu'ici le réflecteur doit être plus petit que le lobe central du champ lointain du réseau et que le télescope ne doit pas résoudre la cible.

Dans les articles décrivant ces travaux, il n'est pas fait mention d'une valeur de paramètre décrivant clairement la qualité de mise en phase. Lors de la combinaison des sept voies lasers, les auteurs comparent les valeurs de puissance sur l'axe en champ lointain au travers d'une pupille obtenue en boucle ouverte (combinaison incohérente) et en boucle fermée (combinaison cohérente). Le rapport de ces deux grandeurs est au nombre d'émetteurs près dans le réseau, l'efficacité de combinaison. Le meilleur résultat en termes d'efficacité de combinaison, obtenu

sur cible à 7km, est de 39,2%. Ces expériences ont employé un algorithme de SPGD modifié (« *Delayed-Feedback SPGD* ») [58], permettant de réduire le nombre d'itérations nécessaires pour converger.

La fréquence d'échantillonnage de ce système était lors de ces travaux de 140kHz, or l'auteur annonce que 200 à 250 itérations d'algorithme sont ici nécessaires menant à un temps de convergence compris entre 2 et 2,5 ms [89]. Ainsi nous pouvons estimer grossièrement que la bande passante était autour de 500Hz, ce qui peut expliquer la faible qualité de la mise en phase.

Les travaux présentés ci-dessus constituent la première démonstration expérimentale de combinaison cohérente de faisceaux laser sur une distance aussi grande, avec compensation des turbulences atmosphériques.

Sur le volet des puissances élevées, les plus hautes ont été atteintes lors des travaux menés par le MIT Lincoln Laboratory avec, en 2011, la démonstration de la mise en phase par technique SPGD de huit émetteurs délivrant chacun une puissance de 500W, soit au total une puissance combinée de 4kW [90]. Le montage expérimental mis en place est celui de la Figure II.15 présentée au début de cette partie.

Les huit émetteurs disposés en ligne donnent en champ lointain la figure d'interférences montrée Figure II.17 pour différents niveaux de puissance laser.



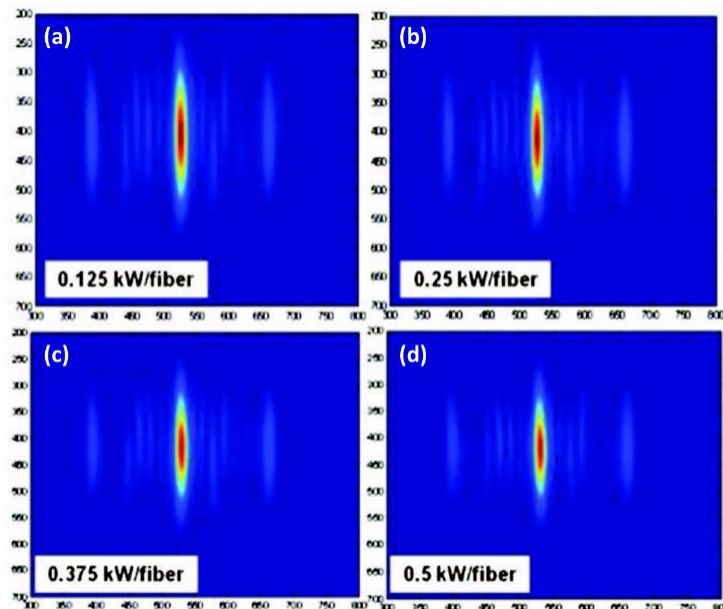


Figure II-17 Franges d'interférences obtenues en champ lointain après mise en phase par la technique SPGD de huit émetteurs lasers délivrant chacun une puissance de 125W (a), 250W (b), 375W (c) et 500W (d) [90].

La qualité de phasage, décrite par l'efficacité de combinaison (voir Annexe A), a atteint une valeur de 78%, à la puissance totale de 4kW. Les auteurs justifient cette valeur en estimant les pertes apportées par divers éléments du dispositif expérimental tel que la gestion de la polarisation par exemple, les défauts opto-mécaniques ou encore l'erreur de phase résiduelle, menant au total à 22% de pertes sur l'efficacité de combinaison.

II.3. Conclusion

Nous avons vu au cours de ce chapitre qu'en parallèle du développement des techniques passives de mise en phase, celui des techniques actives a conduit à des résultats plus prometteurs en tous points. Bien que les architectures aient souvent été critiquées pour leur complexité de mise en œuvre, du fait de l'utilisation d'une électronique d'asservissement des phases, les méthodes actives de combinaison cohérente apparaissent aujourd'hui comme le moyen le plus efficace de réaliser un système laser délivrant des densités de puissances élevées.

Les méthodes présentées au cours de ce chapitre s'appuient sur des architectures MOPA, permettant de dimensionner les étages d'amplification de manière à extraire le maximum de puissance. Ainsi, aucune d'entre elles ne présentent de limites intrinsèques en puissance totale en sortie du réseau d'émetteurs. La seule limite pouvant apparaître concernant ce point serait technologique, et purement liée aux sources laser elles-mêmes. Aujourd'hui des sources lasers à fibres délivrant de 1 à 10kW monomode en régime d'émission continue, sont disponibles dans le commerce, plaçant très haut le niveau de puissance qu'il est possible d'atteindre. En termes de nombre d'émetteurs, la plupart des méthodes actives de phasage sont adaptables à de larges réseaux d'émetteurs. Le tableau ci-dessous (Tableau II-1) récapitule les meilleures performances en termes de nombre de voies co-phasées, de puissance combinées et de qualité de mise en phase, réalisées au moyen des trois techniques les plus courantes.

	Nombre d'émetteurs	Puissance	Qualité de mise phase : meilleures performances expérimentales
Méthodes interférométriques	Démonstration expérimentale à 64 voies passives [66]	Record à 105 kW ("slab lasers") [62] et 1,43kW (lasers à fibre) [63]	$\lambda/10$ rms ; 64 émetteurs faible puissance [10]
LOCSET	Démonstration expérimentale à 32 voies passives [73] et théorique à 2500 voies selon [77]	Démonstration à 1,4kW [78]	$\lambda/71$ rms ; 32 fibres passives faible puissance [73]
SPGD	Démonstration expérimentale à 21 lasers sur 7km [89]. <i>Bande passante décroissante quand le nombre d'émetteurs augmente.</i>	Démonstration expérimentale à 4kW [90].	$\eta=78\%$; 8 émetteurs env. 8x500W [90]

Tableau II-1 Tableau récapitulatif des meilleures performances en termes de nombres d'émetteurs co-phasés, de puissance totale délivrée et d'efficacité de combinaison sur l'ensemble des travaux présentés précédemment.

Si certaines méthodes affichent une limite quant au nombre de voies qu'il est possible de co-phaser, celle-ci reste malgré tout très haute par rapport à ce qui est typiquement réalisé en condition de laboratoire.

Chapitre III. Mise en phase active par approche itérative rapide : proposition d'une méthode innovante dédiée aux grands nombres d'émetteurs.

III.1. Introduction

Dans la suite de ce manuscrit, je rapporte la part la plus significative de mon travail de thèse, dédiée à l'étude d'une nouvelle technique de mise en phase active. Celle-ci a été imaginée pour être efficace avec des réseaux à petits et grands nombres de lasers (>100). Ce chapitre décrit le principe et des éléments de validation de la technique que nous avons brevetée [91]. La méthode de phasage que nous proposons diffère significativement des techniques présentées dans le chapitre précédent, dans le sens où elle ne nécessite ni faisceau de référence (détection hétérodyne, LOCSET, méthode interférométrique), ni perturbations additionnelles du front d'onde synthétisé (SPGD). L'architecture du système amplificateur est conventionnelle avec un oscillateur alimentant plusieurs chaînes amplificatrices en parallèle. Le rayonnement émis est la synthèse des multiples faisceaux élémentaires amplifiés juxtaposés. L'ajustement des phases relatives est géré par des modulateurs en amont de chaque ligne amplificatrice. A cette architecture conventionnelle, vient se greffer, en sortie du système amplificateur, sur une voie de métrologie faible flux, un dispositif de filtrage optique qui est au cœur de la nouvelle méthode de phasage. Ce filtrage optique code en amplitudes, les différences de phases entre les faisceaux lasers de la pupille de sortie du système amplificateur. Ce codage phase/amplitude n'étant pas une application linéaire et bijective, il est nécessaire de le coupler à un algorithme itératif. A chaque itération, cet algorithme d'optimisation est alimenté par le système de codage tout optique qui génère autant de signaux que de faisceaux à co-phaser. Le jeu de phases calculé, et réinjecté en amont des chaînes amplificatrices élémentaires à chaque itération, ne fait que diminuer les écarts avec le front d'onde plan recherché, sans nécessiter l'apport de perturbations.

Cette méthode est le fruit d'une collaboration entre deux équipes de l'institut de recherche XLIM de Limoges (« Mathématiques & Sécurité de l'Information » et « PHotonique Cohérente non linéAire et Laser » de l'Axe « Photonique Fibre et Sources Cohérentes »), et l'entreprise CILAS (Compagnie Industrielle des LASers) basée à Orléans.



Dans une première partie, je présenterai en détail cette méthode de mise en phase innovante, que nous avons baptisée méthode « PIM » pour « *Phase-Intensity Mapping* ». Nous verrons par la suite, les résultats d'une étude numérique visant à estimer les performances en termes de qualité de phasage, de sensibilité au nombre d'émetteurs du réseau, et de vitesse de convergence. Enfin dans la troisième partie, je présenterai une réalisation expérimentale effectuée avec un banc modèle. Les résultats de cette première expérience sont comparés aux prévisions numériques pour validation de la méthode.

III.2. Description de la méthode de phasage actif PIM

La Figure III-1 montre le schéma de principe de la méthode de phasage PIM. On reconnaît la structure de type MOPA, avec l'oscillateur maître (Osc.), les modulateurs de phase (Mod. φ) et les lignes amplificatrices parallèles (G). Les faisceaux amplifiés sont prélevés par division d'amplitude dans une voie de métrologie faible flux pour alimenter la boucle de rétroaction. Sur la voie à fort flux, les faisceaux se propagent librement.

Les briques spécifiques à l'approche PIM sont le système tout optique de codage phase/amplitude représenté par le bloc bleu et le système d'asservissement des phases représenté par le bloc orange comportant l'algorithme d'optimisation qui a été développé à XLIM.



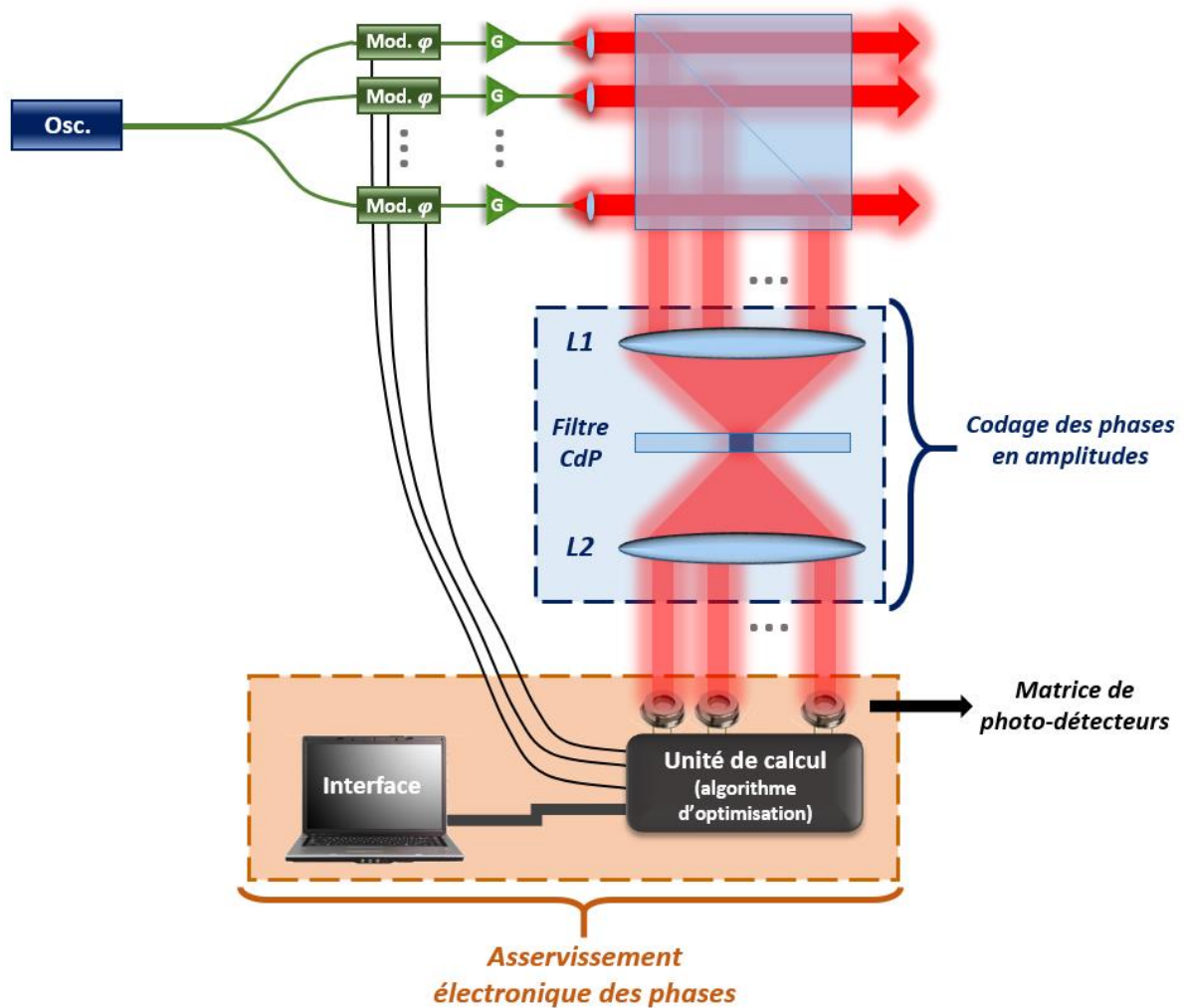


Figure III-1 : Schéma de principe de la méthode de phasage PIM.

Ces briques sont expliquées en détail dans les paragraphes suivants. Après transcription des phases des rayonnements amplifiés sur les amplitudes, le réseau de faisceaux codés est imagé sur une matrice de photo-détecteurs. Les tensions fournies par la matrice de photodiodes servent de données d'entrée à l'algorithme d'optimisation qui calcule les tensions correctrices à appliquer aux modulateurs de phase (Mod. φ), de façon à réduire les écarts de phases entre chaque voie.

Intéressons-nous maintenant au rôle joué par les deux briques au cœur du procédé de phasage PIM.

III.2.1. Opération de codage phase/amplitude

L'opération de codage phase/amplitude est purement optique et se fait au moyen d'un filtrage à contraste de phase (CdP). Cette technique bien connue en microscopie permet d'observer des objets de pure phase comme des cellules ou des bactéries [36] sans avoir à les colorer. C'est un système imageur dans lequel est insérée une lame, qui modifie dans le domaine des fréquences spatiales l'amplitude et la phase des rayonnements transmis. Un déphasage de $\pi/2$ est notamment appliqué entre les basses et hautes fréquences spatiales (Figure III-2).

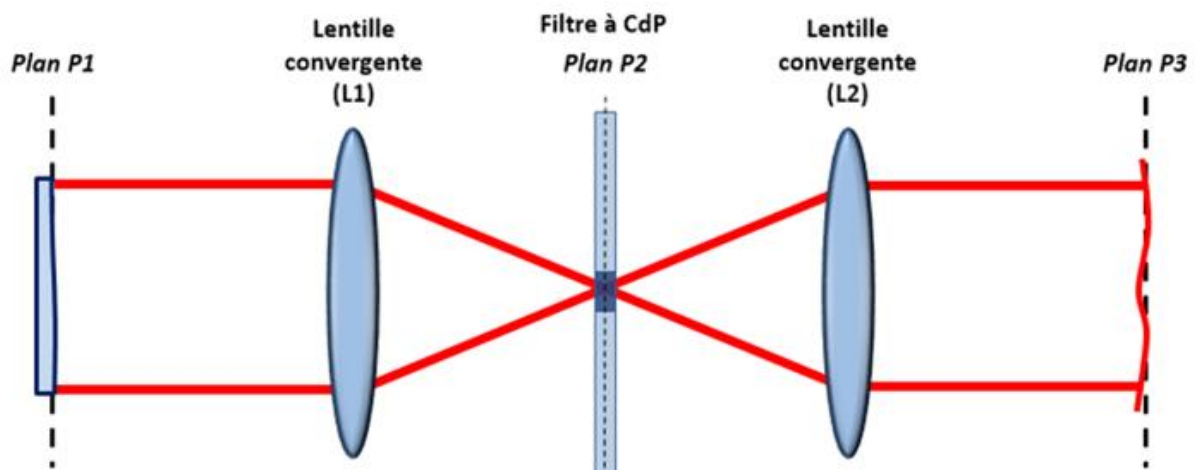


Figure III-2 : Schéma type du dispositif de filtrage par contraste de phase dédié à l'observation d'objet de phase pure.

Le principe de l'imagerie à contraste de phase peut être décrit à l'aide d'un système afocal de grandissement unité contenant le filtre déphasant placé dans le plan focal commun aux deux lentilles (Cf Figure III-3). L'objet de phase pure dont on cherche à caractériser les variations de phases est situé dans le plan P1. Il est éclairé par une onde plane d'amplitude a , en incidence normale. En aval de cet objet déphasant, la répartition transversale de champ, notée s , a pour expression :

$$s(x, y) = a \cdot e^{j \cdot \varphi(x, y)} \quad (28)$$

La phase $\varphi(x, y)$ acquise par l'onde plane à la traversée de l'objet dépend des coordonnées transverses x et y . Dans le cas de déphasages faibles, cette expression peut être identifiée à son développement limité de la manière suivante :

$$s(x, y) \sim a \cdot (1 + j \cdot \varphi(x, y)) \quad (29)$$



Une première lentille (L1) affiche le spectre des fréquences spatiales (N_x et N_y) de l'objet en son plan de Fourier (P2). La répartition transversale de champ dans le plan (P2) est donnée par la transformée de Fourier (TF) de $s(x,y)$:

$$S(Nx, Ny) \propto TF(s(x, y)) \quad (30)$$

$$S(Nx, Ny) \propto a. (\delta(N_x). \delta(N_y) + j. TF[\varphi(x, y)]) \quad (31)$$

A cet endroit, est placé le filtre à contraste de phase qui avance (ou retarde) la fréquence spatiale nulle d'une quantité équivalente à $\lambda/4$ par rapport au reste du spectre. Cela se traduit d'un point de vue analytique de la manière suivante :

$$S(Nx, Ny) \propto a. j. (\delta(N_x). \delta(N_y) + TF[\varphi(x, y)]) \quad (32)$$

La deuxième lentille du montage (L2) sert, par une nouvelle opération de transformée de Fourier, à former l'image filtrée. Sachant que :

$$TF[TF[f(u)]] = f(-u) \quad (33)$$

la répartition transversale de champ dans le plan focal image (P3) de la lentille L2 s'écrit :

$$s'(x, y) \propto TF[S(Nx, Ny)] = a. j. (TF[\delta(N_x)] * TF[\delta(N_y)] + TF[TF[\varphi(x, y)]]) \quad (34)$$

$$s'(x, y) \propto a. j. (1 + \varphi(-x, -y)) \quad (35)$$

L'éclairement correspondant est donné par la relation :

$$E(x, y) = ||s'(x, y)||^2 \propto a^2. (1 + 2. \varphi(-x, -y) + \varphi^2(-x, -y)) \quad (36)$$

Avec de faibles déphasages induits à la traversée de l'objet ($\varphi(x, y) \ll 1 \text{ rad}$) (37)

On obtient une expression simplifiée de l'éclairement :

$$E(x, y) \propto a^2 \cdot (1 + 2 \cdot \varphi(-x, -y)) \quad (38)$$

L'équation (38) montre la linéarité de la relation liant l'éclairement obtenu après l'opération de contraste de phase et la phase de l'objet dans des conditions de faibles variations de phase.

Dans le contexte de la mise en phase, l'onde de départ est en fait une synthèse de multiples ondes, mutuellement cohérentes. Les écarts de piston de phase (termes de phase d'ordre le plus faible) entre chacune d'entre elles, peuvent être linéairement transcrits en amplitudes après l'opération de filtrage à CdP, à condition qu'ils restent très faibles (voir Figure III-3).

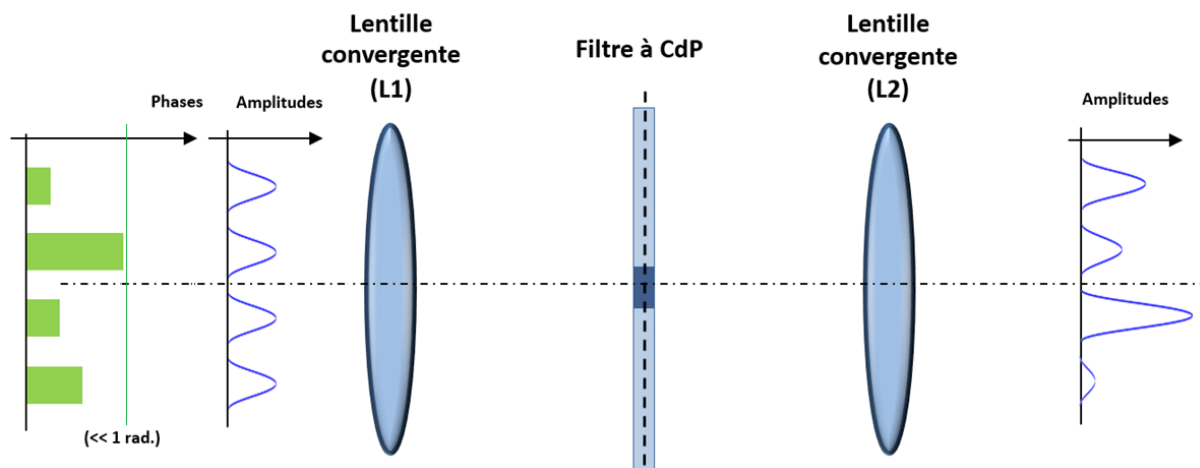


Figure III-3 : Représentation de la transcription des écarts de phases en écart d'amplitude par une opération de filtrage à CdP, dans le cas de déphasages faibles ($\ll 1 \text{ rad.}$).

Notre problématique s'écarte de la situation décrite ici dans le sens où les déphasages à transcrire en écarts d'éclairement sont dus à la propagation dans les fibres amplificatrices disposées en parallèle évoluent avec de fortes amplitudes ($\gg 2\pi$). Par ailleurs, l'amplitude du champ dans le plan objet n'est pas celle d'une onde plane mais est décrite par une distribution périodique de faisceaux gaussiens (Cf. Figure III-4). La relation linéaire (38) n'est donc plus valable. La lecture des écarts de phase ne peut se faire directement à partir de la mesure d'écarts d'éclairement. C'est ce qui justifie l'emploi d'une méthode itérative, que je décris dans la suite de ce chapitre.



Le codage phase/amplitude réalisé dans la méthode de phasage PIM, se fait au moyen d'une lame de phase spécifique à cette opération, dont les caractéristiques opto-géométriques seront détaillées dans la partie III.3 de ce chapitre.

III.2.2. Optimisation au moyen de méthodes de projection

III.2.2.1. Optimisation au moyen de la méthode de Gerchberg-Saxton

Dans diverses applications de la Physique (astronomie, microscopie électronique, imagerie par rayon X en cristallographie, imagerie par optique diffractive,...), le besoin de retrouver les informations de phase associées à une image intensimétrique a motivé le développement de nombreuses méthodes algorithmiques. Ce problème peu trivial a vu apparaître des solutions entre la toute fin des années 1960's et le début des années 1970's, avec notamment la mise au point d'une méthode itérative réalisant des projections successives mise au point par Gerchberg et Saxton (1972) [92,93].

Elle consiste en des projections successives de valeurs issues de calculs, sur un ensemble de valeurs appelées « contraintes » issues d'une mesure. Le but étant de réduire l'écart entre les valeurs d'intensités calculées d'itérations en itérations, et celles qui servent de contraintes : on parle aussi d'algorithme à réduction d'erreur. La Figure III-4 illustre cet algorithme.

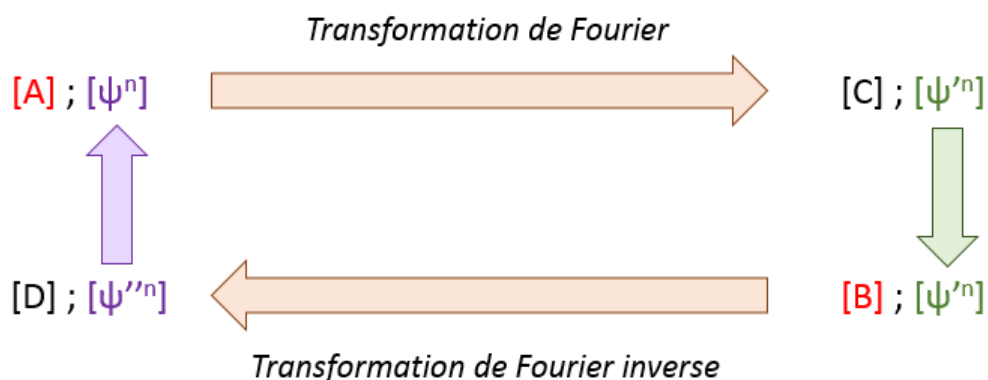


Figure III-4 : Représentation schématique du fonctionnement de l'algorithme de Gerchberg-Saxton. En rouge apparaissent les données de contraintes, En violet sont représentées les données projetées dans l'espace directe et en vert les données projetées dans l'espace réciproque.

L'objectif des opérations décrites dans la Figure III-4, est de déterminer la distribution de phase associée à l'image intensimétrique, représentée par les valeurs de la matrice $[A]$. Nous devons

disposer pour cela, de valeurs que l'on connaît *a priori*, et qui serviront alors de contraintes au problème à résoudre. Dans le cas représenté ci-dessus, ces valeurs sont représentées par des distributions d'intensités mesurées dans des espaces réciproques dont on tire les matrices réelles [A] et [B]. Le mode opératoire consiste alors à déterminer quelle distribution de phase associée à [A] permet, par une transformation de Fourier, d'obtenir la distribution d'intensité représentée par [B]².

Lors de la 1^{ère} étape de l'algorithme, on fixe une distribution de phases de départ, choisie arbitrairement dans l'intervalle $]-\pi ; +\pi]$, que je note ici $[\psi^n]$ et que l'on associe ensuite aux modules [A]. L'étape 2 consiste à passer dans l'espace réciproque par transformation de Fourier (TF). Le champ de départ donne alors dans cet espace de nouvelles distributions d'amplitude et de phase, respectivement notées [C] et $[\psi'^n]$. A l'étape 3, on substitue aux modules [C] calculés les valeurs de contrainte, ici notées [B] tout en conservant la phase. L'enchaînement de l'étape de 2 et de l'étape 3 constitue la première projection.

Une 2^{nde} projection est réalisée, cette fois dans l'espace direct. On y revient en faisant une transformation de Fourier inverse de $([B] ; [\psi'^n])$ dont le résultat est un nouveau champ proche de module [D] et de phase $[\psi''^n]$. A nouveau on conserve la phase mais on substitue au module [D] la contrainte [A]. Le nouveau champ d'entrée devient [A] (mesure) avec la phase calculée $[\psi''^n]$. Le cycle est répété jusqu'à ce que le processus converge vers une carte de phase stationnaire compatible avec les contraintes en module dans les deux espaces de Fourier. Le champ complexe est alors complètement déterminé.

III.2.2.2. Optimisation au moyen d'un nouvel algorithme de projections successives

L'algorithme que nous avons utilisé, est dérivé de ces méthodes de projections (du type Gerchberg-Saxton). Il présente quelques différences, que je détaille dans cette nouvelle sous-partie.

Afin d'aider à la compréhension des différentes étapes constituant une itération de cet algorithme, j'identifie les champs (amplitudes et phases) en divers points du schéma du banc nécessaire à l'utilisation de la méthode PIM (voir Figure III-5).



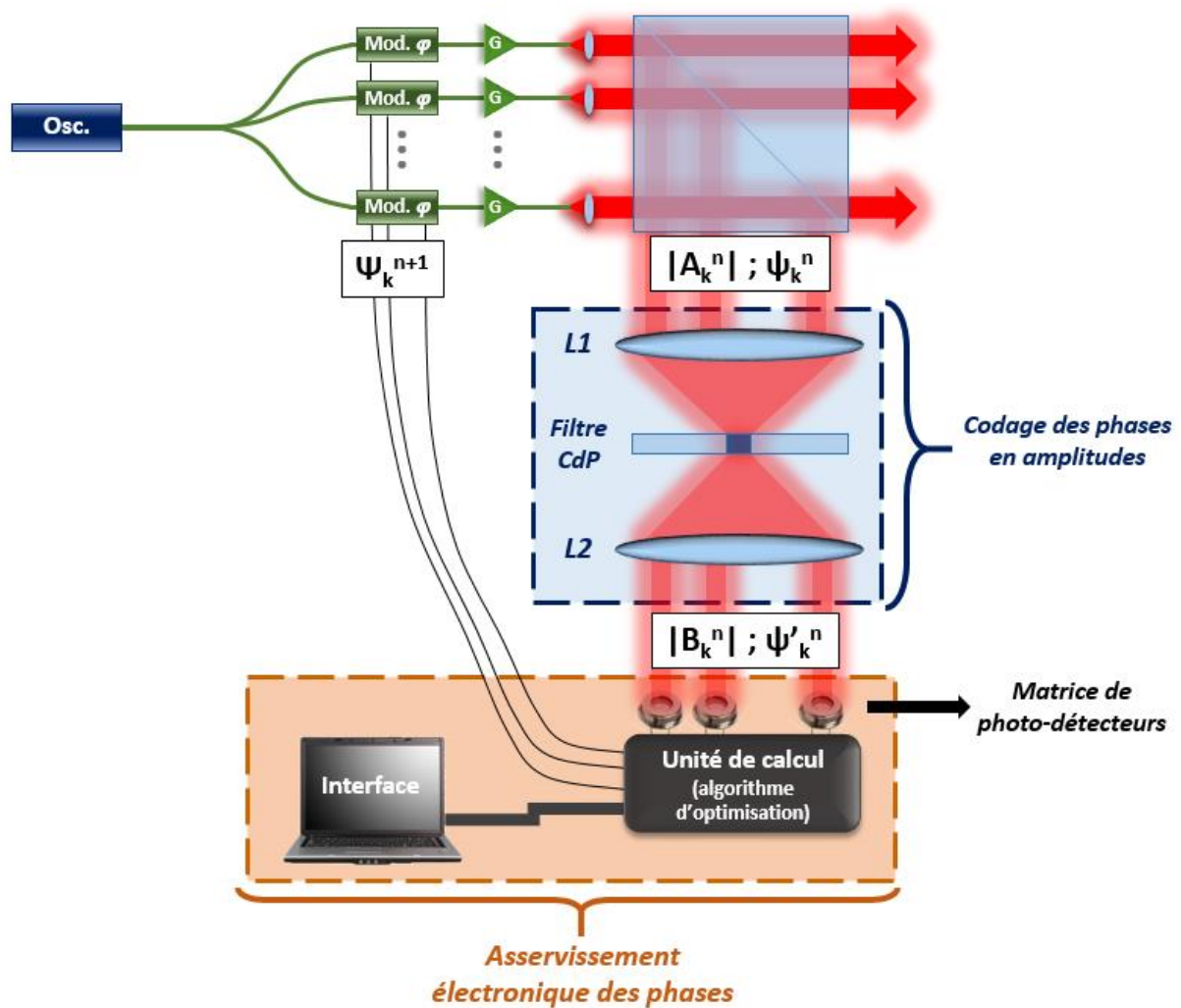


Figure III-5 : Schéma de principe de la méthode de phasage PIM, avec identification des champs en amplitude et phase en divers points clés de ce dispositif.

Je nomme respectivement $|A_k^n|$ et ψ_k^n , l'amplitude et la phase du champ k assimilé à une onde plane, prélevé à la sortie de la matrice de faisceaux à l'itération n . Les multiples champs traversent le bloc de filtrage CdP pour donner une matrice de champs filtrés, dont les amplitudes et les phases, toujours à l'itération n , sont respectivement notés $|B_k^n|$ et $\psi_k'^n$. Une matrice de photodiodes mesure les intensités de chaque élément du réseau. Les photo-courants générés servent de données d'entrée à l'unité de calcul contenant l'algorithme. A chaque itération, l'algorithme renvoie les phases corrigées à appliquer aux modulateurs, notées ψ_k^{n+1} et qui seront les phases au départ de l'itération $n+1$.

Les différentes étapes constituant une itération de l'algorithme d'optimisation implémentée au sein de l'unité de calcul sont décrites Figure III-6. L'exécution de cet algorithme implique de

connaître la forme analytique de la matrice de transfert en champ du système optique réalisant l'opération de contraste de phase, ici notée $[F_{\text{numérique}}]$. Nous pouvons faire un parallèle avec l'algorithme de Gerchberg-Saxton en remarquant que, cette matrice $[F_{\text{numérique}}]$ est à la méthode PIM, ce que la TF est à la méthode de Gerchberg-Saxton. Le calcul de cette matrice de transfert est donné dans l'Annexe B pour un réseau de faisceaux lasers respectant un arrangement à maille carrée et un arrangement à maille triangulaire. Sur la Figure III-6, les notations entre crochets indiquent que le traitement des modules et phases de chaque champ se fait en parallèle, sous forme de produit matriciel.

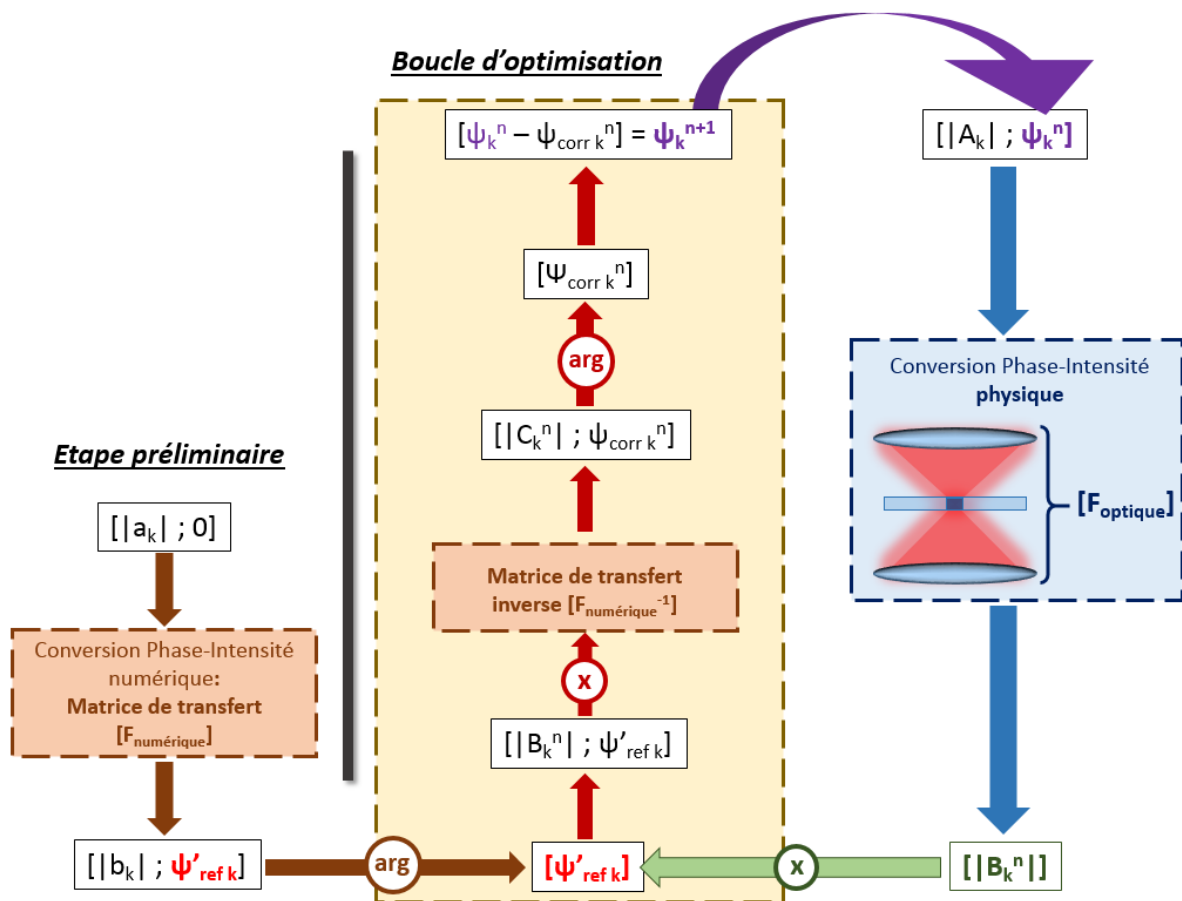


Figure III-6 : Détail des étapes de l'algorithme d'optimisation de la méthode PIM.

Lors d'une étape préliminaire unique, nous calculons la distribution de phases $[\psi'_{k\text{ref}}]$ vers laquelle nous voulons que l'algorithme converge (colonne de gauche du schéma de la Figure.III-6). Cette distribution de phases correspond à celle que l'on obtiendrait en sortie du système optique de conversion phase/amplitude dans le cas où le champ multifaisceaux en sortie du réseau d'amplificateurs lasers est équi-amplitude et équi-phase. Une fois calculées, ces valeurs restent en mémoire pour toutes les optimisations que l'on effectuera : c'est un

ensemble de valeurs de contraintes qui ne dépendent que des caractéristiques du système optique de contraste de phase et qui n'évoluent pas au cours du temps.

L'autre ensemble de valeurs de contraintes est cette fois « physique », puisqu'il correspond aux modules (tous égaux dans le cas considéré ici) des champs lasers en amont du système de filtrage par CdP.

Chaque itération n de l'algorithme est constituée des étapes suivantes :

- **Etape 1 (optique)** : Les écarts de phase entre faisceaux sont codés en intensités au moyen du système optique de contraste de phase (bloc bleu sur la Figure.III-6) : on mesure les intensités $[|B_k^n|^2]$ des N faisceaux après filtrage, (avec $k \in \mathbb{N}$, désignant le numéro du faisceau)
- **Etape 2 (numérique)** : Les modules $[|B_k^n|]$ sont associés aux valeurs de contraintes $[\psi_{ref\ k}^n]$.
- ***Les étapes 1 et 2 constituent la première projection.***
- **Etape 3 (numérique)** : On revient dans l'espace des champs d'entrée non-filtrés, cette fois par application de la fonction de transfert inverse $[F_{numérique}^{-1}]$. On en tire les phases $[\psi_{corr\ k}^n]$ qui vont servir pour la correction de l'inhomogénéité des phases.
- **Etape 4 (numérique)** : Afin de se rapprocher d'un champ réel, on retranche le résultat du calcul à la distribution de phases précédente $[\psi_k^{n+1}] = [\psi_k^n - \psi_{corr\ k}^n]$. Le résultat de cette opération est appliqué aux modulateurs de phase du système amplificateur.
- ***Les étapes 3 et 4 constituent la seconde projection.***
- ***Puis le cycle recommence à l'Etape 1 avec les nouvelles valeurs de phases : une itération vient d'être effectuée.***

Une synthèse de la note rédigée par J. Benoist [94] et expliquant les calculs en détails, est disponible en Annexe C.



III.3. Modélisation de la méthode PIM et étude numérique des performances

Les premiers travaux que nous avons effectués ont consisté à étudier numériquement les performances de la méthode, en termes de qualité de la mise en phase, de sensibilité au nombre d'émetteurs à co-phaser et de temps de convergence.

La majeure partie de cette étude est consacrée au cas d'un réseau de faisceaux agencés selon une maille carrée, facilitant ainsi le parallèle avec notre banc modèle, que je présenterai dans la sous-partie IV.1.

III.3.1. Fonction de transfert du système à contraste de phase

Les premières expériences que j'ai menées sur ce sujet ont mis en jeu des faisceaux de 4 x 4 faisceaux. C'est dans ces conditions que j'ai déterminé l'expression de la matrice de transfert $[F_{\text{numérique}}]$ du système de filtrage optique.

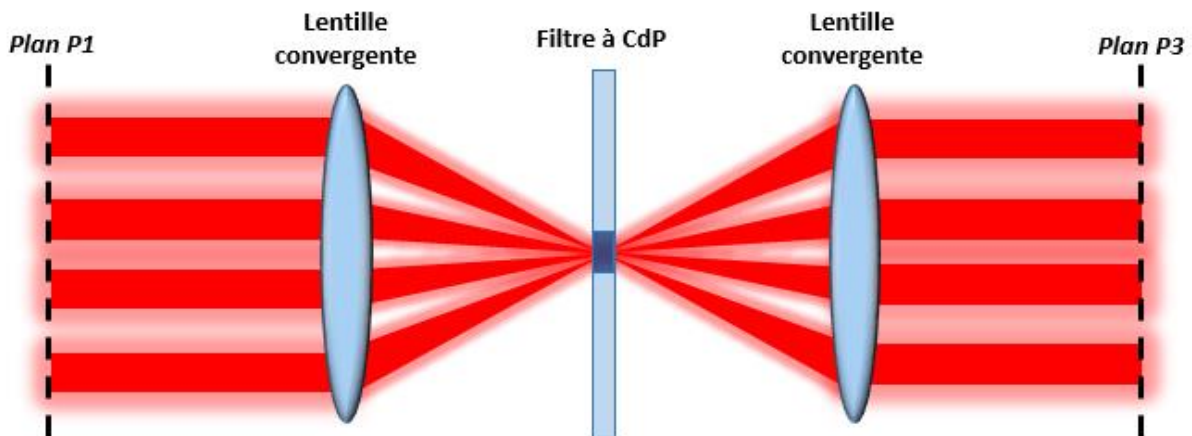


Figure III-7 : Schéma en 2D du montage optique réalisant le filtrage par contraste de phase d'un réseau de 4x4 faisceaux.

Dans le cas actuel de l'agencement des faisceaux en maille carrée, l'expression du champ proche, noté $E_{CP}(x, y)$, est donnée ci-dessous.

$$E_{CP}(x, y) = E_0 \cdot \left(\left(g\left(\frac{x}{\omega}\right) \cdot g\left(\frac{y}{\omega}\right) \right) * \left(\sum_{i,l=-\infty}^{+\infty} \delta(x - i.p, y - l.p) \right) \times \text{rect}_{N_h,p}(x) \times \text{rect}_{N_v,p}(y) \right) \quad (39)$$

Avec E_0 l'amplitude crête des champs lasers dont les profils gaussiens sont décomposés dans deux directions orthogonales x et y de l'espace. Leurs expressions sont respectivement données par les fonctions $g\left(\frac{x}{\omega}\right) = e^{-\frac{\pi x^2}{\omega^2}}$ et $g\left(\frac{y}{\omega}\right) = e^{-\frac{\pi y^2}{\omega^2}}$, où les largeurs des gaussiennes sont notées $\omega = \sqrt{\pi} \cdot \omega_0$ avec ω_0 la largeur à 1/e en champ. Le positionnement périodique des multiples faisceaux dans les directions x et y sont respectivement décrites par les peignes de Dirac $\sum_{i,l=-\infty}^{+\infty} \delta(x - i.p, y - l.p)$ avec $i \in \mathbb{N}, l \in \mathbb{N}$ et p l'entraxe entre les faisceaux. La délimitation du réseau carré d'émetteurs, là encore dans les directions orthogonales x et y , est prise en compte au moyen des fonctions $\text{rect}_{N_h,p}(x)$ et $\text{rect}_{N_v,p}(y)$. Les largeurs de ces fonctions « rectangle » sont données par le produit du nombre d'émetteurs présents dans une direction (N_h suivant x et N_v suivant y) par l'entraxe entre les émetteurs, noté p .

La Figure III-8 ci-dessous illustre le champ proche dans le cas d'une matrice de 4x4 faisceaux gaussiens, et fait apparaître les différents paramètres de la relation (39).



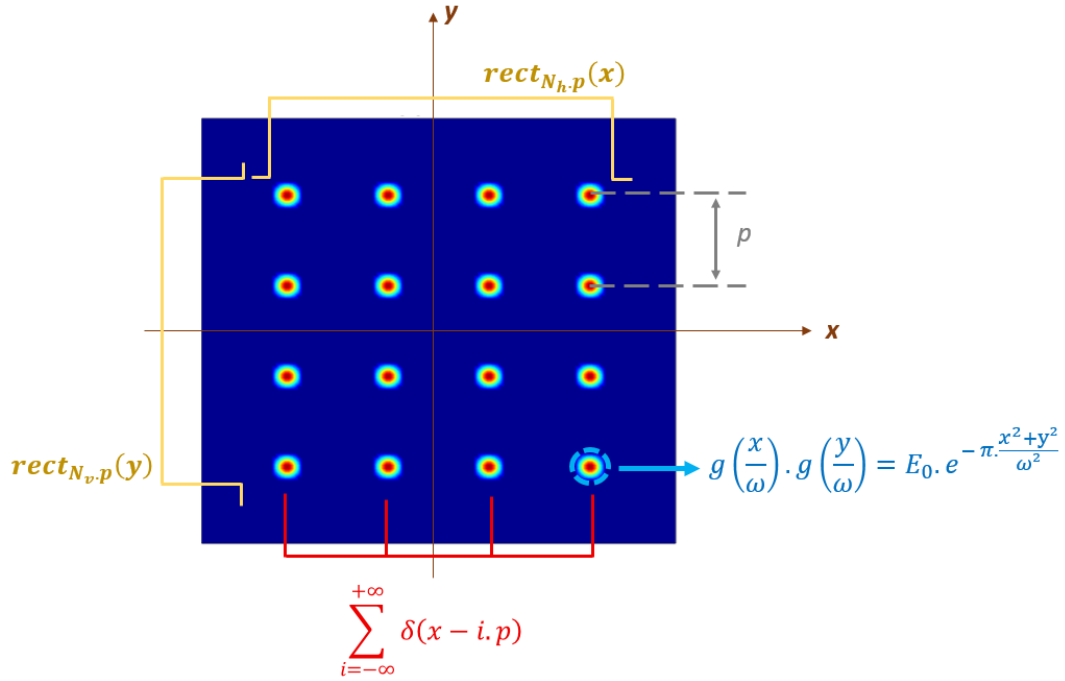


Figure III-8 : Représentation d'un champ proche dans le cas d'une maille carrée de 4x4 faisceaux gaussiens. Les différents termes de l'expression analytique de ce champ proche y sont représentés.

L'expression analytique du champ lointain est obtenue à partir de celle du champ proche par application d'une transformation de Fourier, et est donnée par la relation suivante.

$$E_{CL}(x', y') = -j \cdot e^{jkf} \cdot \frac{E_0 \cdot \omega^2}{\lambda \cdot f} \cdot N_h \cdot N_v \cdot e^{-\pi \cdot \omega^2 \cdot (N_x^2 + N_y^2)} \cdot \left(\left(\sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta \left(x' - i \cdot \frac{\lambda f}{p} \right) \right) * \text{sinc} \left(N_h \cdot \frac{x' \cdot p}{\lambda \cdot f} \right) \right) \cdot \left(\left(\sum_{l=-\infty}^{+\infty} \delta \left(y' - l \cdot \frac{\lambda f}{p} \right) \right) * \text{sinc} \left(N_v \cdot \frac{y' \cdot p}{\lambda \cdot f} \right) \right) \quad (40)$$

Avec $E_0 \cdot N_h \cdot N_v \cdot \frac{\omega^2}{\lambda \cdot f}$, l'amplitude crête de la figure de diffraction observée à l'infini, et $e^{-\pi \cdot \omega^2 \cdot (N_x^2 + N_y^2)}$ son enveloppe gaussienne, réciproque du profil des faisceaux en champ proche. Cette figure est composée de sinus cardinaux qui sont le résultat de la diffraction à l'infini du champ proche, limité spatialement par un périmètre carré. La structure périodique de la figure en champ lointain est liée à celle du champ proche, et l'entraxe p' entre les motifs est le réciproque de l'entraxe p entre émetteurs du champ proche. Il est donné par $p' = \frac{\lambda f}{p}$, où λ est la longueur d'onde de travail. Nous verrons que l'observation à l'infini se fait généralement au foyer image d'une lentille convergente, et que la distance f est la focale de cette lentille. Notons



que dans cette configuration, les faisceaux du champ proche doivent se trouver dans le plan focal objet de cette même lentille.

N_x et N_y sont les fréquences spatiales dans le plan d'observation de la figure de diffraction à l'infini. En ce plan, de nouvelles coordonnées géométriques peuvent être utilisées, et sont directement liées aux fréquences spatiales : $x' = \lambda \cdot f \cdot N_x$ et $y' = \lambda \cdot f \cdot N_y$.

Les divers termes de la relation précédente sont reportés sur la Figure III-9 illustrant la figure de diffraction à l'infini du champ proche illustré en Figure III-8.

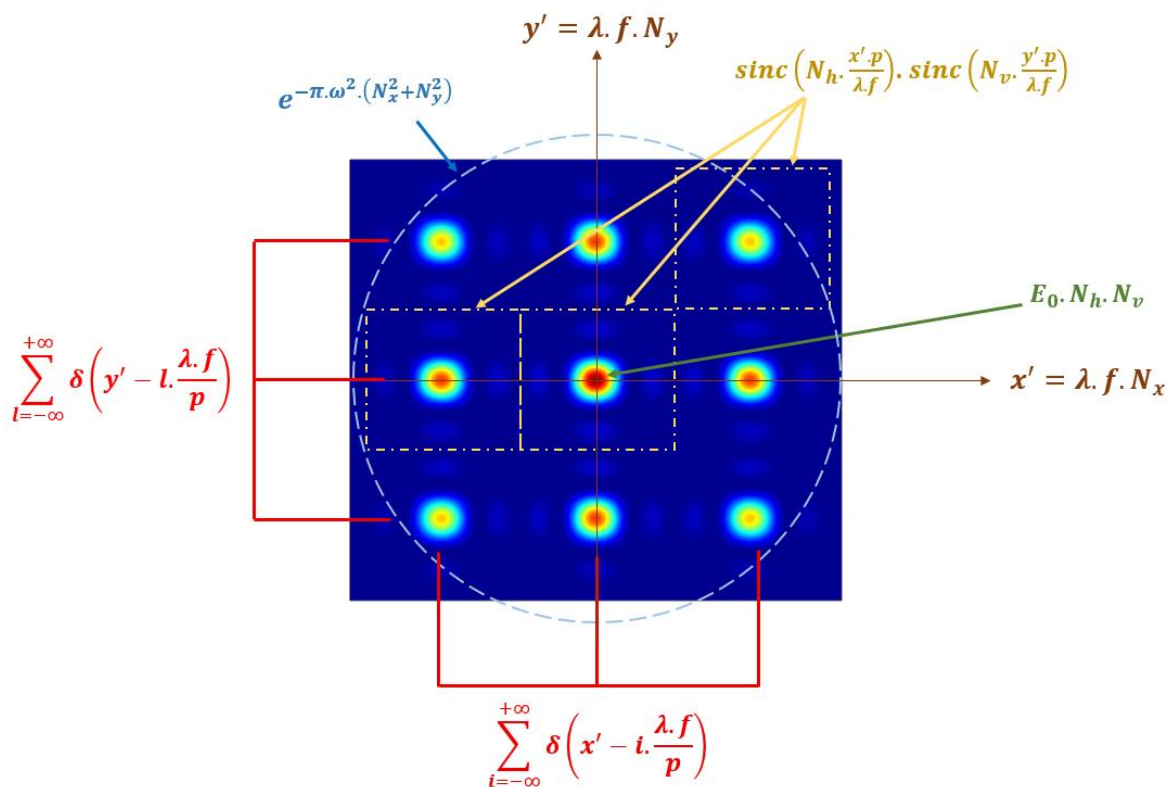


Figure III-9 : Représentation d'un champ lointain obtenu par diffraction à l'infini de faisceaux issus d'une maille carrée de 4x4 faisceaux gaussiens. Les différents termes de l'expression analytique de ce champ lointain y sont représentés.

Une des caractéristiques majeures de l'agencement pupillaire en champ proche est son taux de remplissage. Cette grandeur décrit la proximité des faisceaux élémentaires de la pupille, et est définie comme suit :

$$\tau = \frac{D_{\text{faisceau}}}{p} \quad (41)$$

avec, D_{faisceau} le diamètre de chaque faisceau gaussien du réseau, mesuré à $1/e^2$ en intensité, et p l'entraxe entre deux faisceaux voisins. La valeur du taux de remplissage champ proche impacte directement sur l'allure du champ lointain correspondant à des émetteurs en phase. Pour s'en rendre compte il suffit d'observer les expressions analytiques du champ proche et du champ lointain. Pour illustrer mes propos, j'associe à chaque expression une représentation graphique du champ correspondant.

La Figure III-10 ci-dessous donne les représentations des champs proche et lointain théoriques dans le cas d'une matrice de 4x4 faisceaux, pour différents taux de remplissage.

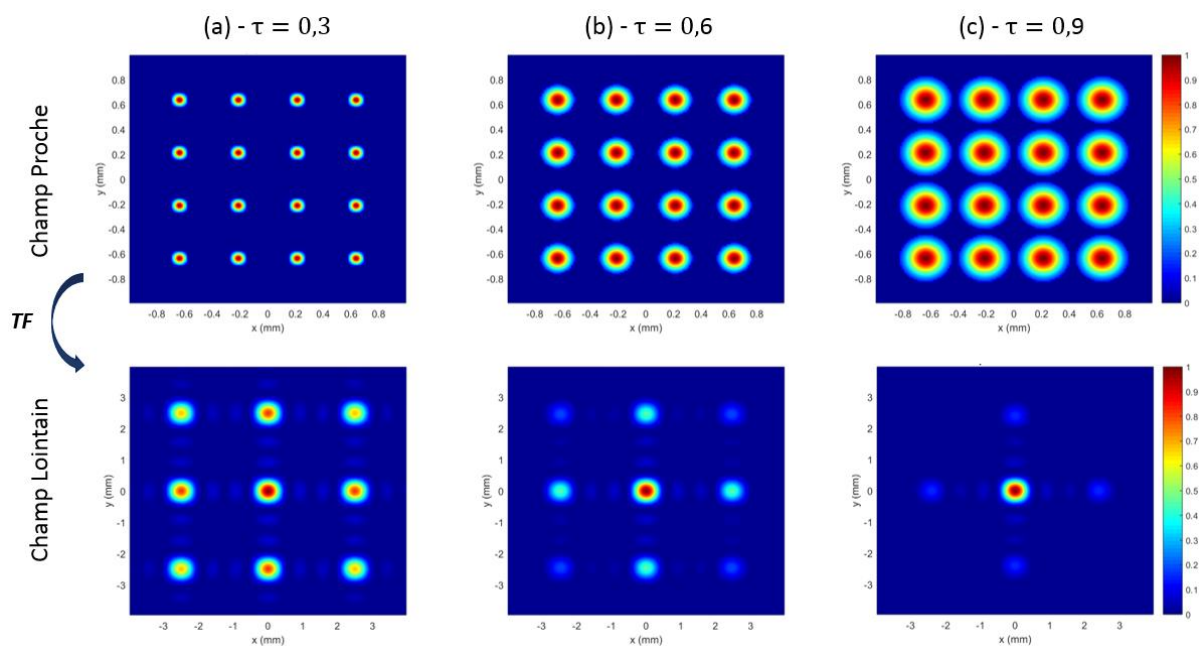


Figure III-10 : Représentation des champs proche et lointain théoriques d'une matrice de 4x4 émetteurs présentant un taux de remplissage de (a) $\tau = 0,3$, (b) $\tau = 0,6$ et (c) $\tau = 0,9$. Les champs lointains sont calculés pour une lentille convergente de focale égale à 1m.

Nous pouvons remarquer ici que travailler avec une matrice de faisceaux dont le taux de remplissage est élevé, favorise l'énergie dans le lobe central de la figure d'interférences, et limite le poids de ses lobes de réseau. Cela permet de maximiser la puissance utile du faisceau structuré par la superposition cohérente des rayonnements. Par ailleurs, un fort taux de remplissage induit une diaphragmation des faisceaux gaussiens du réseau et donc une perte d'énergie globale. Ces deux tendances conduisent à trouver une valeur de compromis pour le

taux de remplissage. L'impact de ce paramètre sur les performances de l'algorithme PIM sera étudié dans la suite de ce paragraphe.

Comme expliqué précédemment, le système optique réalisant l'opération de contraste de phase est constitué d'un doublet afocal et d'un objet filtrant placé dans le plan focal commun aux deux lentilles du doublet. Le grandissement peut être différent de l'unité tant que l'on adapte les dimensions du champ filtré, à celui de la matrice de détecteurs. Ce filtre possède une zone centrale déphasante ($\pi/2$) de forte transmission (ou haute réflectivité pour un fonctionnement en réflexion comme ce sera le cas dans les réalisations expérimentales de la partie IV). Autour du plot déphasant, les rayonnements sont atténués d'un coefficient β^2 (en intensité). Cette atténuation permet d'ajuster le contraste du champ proche filtré. Pour réaliser l'opération de contraste de phase, la taille du plot central est de l'ordre de grandeur de celle du lobe central de la figure de diffraction à l'infini du réseau de faisceaux en phase. La Figure III-11 ci-dessous illustre la structure de la lame dédiée au filtrage par contraste de phase fonctionnant en réflexion.

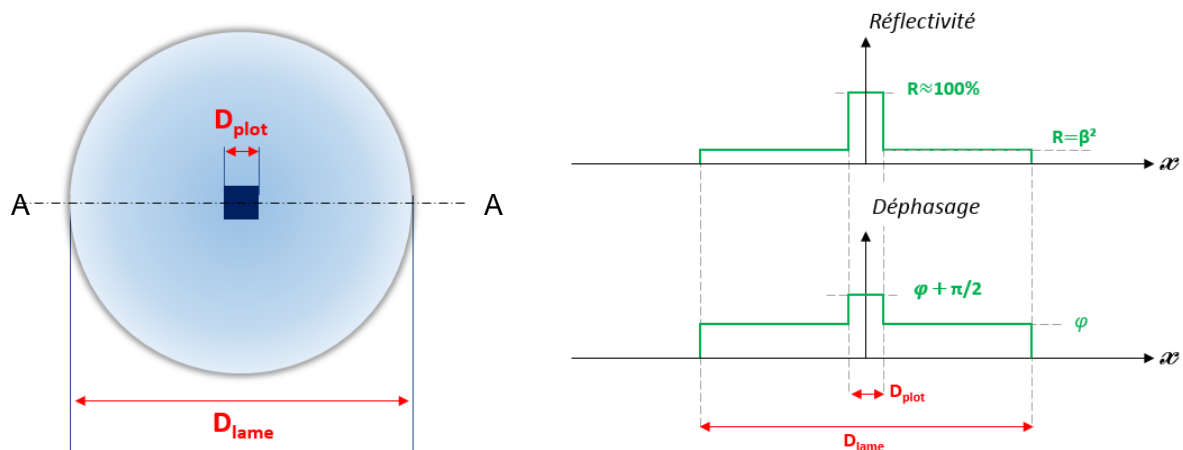


Figure III-11 : Représentation schématique du filtre à contraste de phase pour la maille carrée : à gauche est représentée une vue de face du filtre déphasant, et à droite sont données les caractéristiques opto-géométriques de la lame dans le plan de coupe AA.

Dans la suite, la grandeur caractérisant la largeur du plot central déphasant est la largeur de ce plot (D_{plot}) normalisée par rapport à celle du lobe central de la figure d'interférence en champ lointain (D_{LC}). On utilise ainsi le paramètre α donné par :

$$\alpha = \frac{D_{plot}}{D_{LC} \text{ (en phase)}} \quad (42)$$

Le champ optique dans le plan 3 (Figure III-7), après transcription de la phase du réseau de faisceaux sur les intensités, est calculé en réalisant successivement une opération de transformation de Fourier, un filtrage spatial et une seconde opération de transformation de Fourier. En nommant $a_{m,n}$ l'amplitude crête affectée de la phase de chacune des gaussiennes du réseau, les amplitudes complexes associées dans le plan de l'image filtrée sont, notées $b_{m,n}$ et sont données par l'expression analytique (43), tenant compte de la diffraction par le filtre à contraste de phase. La démonstration est donnée en **Annexe B**.

$$b_{m,n} \approx \beta \cdot a_{m,n} + (j - \beta) \cdot \left(\frac{2 \cdot \alpha \cdot \omega}{N \cdot p}\right)^2 \cdot \sum_{u=1}^N \sum_{v=1}^N a_{u,v} \cdot \text{sinc}\left(\frac{2 \cdot \alpha \cdot (m-u)}{N}\right) \cdot \text{sinc}\left(\frac{2 \cdot \alpha \cdot (n-v)}{N}\right) \quad (43)$$

Avec :

- λ : longueur d'onde de travail (ici, 1064 nm),
- ω : rayon en champ des faisceaux élémentaires supposés de profil gaussien,
- N : nombre de faisceaux dans une dimension,
- p : entraxe des faisceaux en champ proche,
- j : déphasage induit par le filtre à contraste de phase,
- m et n : les indices des émetteurs selon les axes horizontal et vertical.

C'est de la relation (43) que découle l'expression de la matrice de transfert du système optique, que l'on doit introduire dans l'algorithme d'optimisation. Son expression est la suivante :

$$[F_{numérique}] = \beta \cdot [I] + (j - \beta) \cdot \left(\frac{2 \cdot \alpha \cdot \omega}{N \cdot p}\right)^2 \cdot [S1] \cdot [S2] \quad (44)$$

Avec :

- $[I]$: matrice identité,
- $[S1]$: matrice de couplage diffractif dans la dimension x (horizontale),
- $[S2]$: matrice de couplage diffractif dans la dimension y (verticale).

Les matrices de couplage diffractif $[S1]$ et $[S2]$ traduisent les contributions en amplitude de chaque faisceau vers tous les autres. Les éléments de la diagonale sont les maximums de la

fonction sinus cardinal et correspondent au terme « image » du faisceau m,n. Les autres termes correspondent aux valeurs de la fonction sinus cardinal de la relation (43) calculées pour les abscisses des autres éléments du réseau.

III.3.2. Optimisation des caractéristiques opto-géométriques du filtre spatial dédié à la méthode PIM et impact du taux de remplissage de la matrice de faisceaux.

Dans la modélisation de la technique PIM (respectant les étapes d'optimisation décrites sur la Figure III-6), l'opération optique effectuée par le système à CdP est simulée en appliquant la fonction de transfert [$F_{\text{numérique}}$], utilisée par ailleurs pour déterminer les phases de référence dans le plan du champ filtré. A chaque itération, la réduction des erreurs de phase est mesurée au travers de l'évolution de l'efficacité de combinaison en champ lointain, permettant ainsi de tracer ce que j'appellerai par la suite, des *courbes de convergence*.

L'efficacité de combinaison en champ lointain est définie comme le rapport entre la puissance ($P_{\text{crête}}$) observée sur l'axe moyen de propagation en champ lointain (figure d'interférence résultant de la superposition des faisceaux du réseau), et la puissance idéale obtenue sur ce même axe, lorsque les champs sont en phase. Ce rapport noté η , est donné par :

$$\eta = \frac{P_{\text{crête}}}{|\sum_i^N \sqrt{P_i}|^2} \quad (45)$$

Avec P_i , la puissance crête en champ lointain du $i^{\text{ème}}$ faisceau élémentaire.

Ce paramètre permet de s'affranchir des caractéristiques du réseau en champ proche (maille, taux de remplissage, défauts de périodicité ou de pointé dans le réseau). Il ne dépend que des écarts de phase entre les faisceaux du réseau par rapport au front d'onde plan discret, de référence.

La Figure III-12 ci-dessous illustre simplement ce qu'est une courbe de convergence obtenue en simulant ici, le phasage d'un réseau de 4x4 émetteurs disposés dans une matrice dont le taux de remplissage est de 0,9. Au départ de l'optimisation, les écarts de phase entre émetteurs du réseau sont fixés aléatoirement dans l'intervalle $[0 ; 2\pi]$.



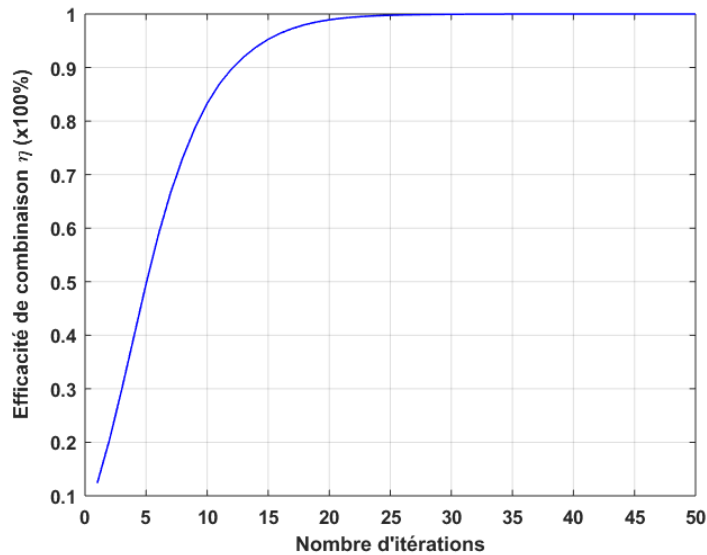


Figure III-12 : Exemple de courbe de convergence obtenue ici pour un réseau de 4x4 émetteurs lasers disposés dans une matrice dont le taux de remplissage est de 0,9.

L'information que l'on cherche en observant ce type de courbe est le nombre d'itérations (N_{iter}) d'algorithme nécessaires pour atteindre une efficacité de combinaison en champ lointain minimum de 96%, critère de convergence que nous avons fixé. Cette valeur correspond à une erreur de phase résiduelle de $\lambda/30$ (valeur généralement avancée dans la littérature pour définir une combinaison cohérente efficace). La relation entre l'efficacité de combinaison et l'erreur de phase résiduelle a été établie par C. D. Nabors [95], et est détaillée en **Annexe A**.

Afin de déterminer les caractéristiques opto-géométriques optimales du filtre à CdP, c'est-à-dire le couple $(\alpha ; \beta^2)$ optimal (taille du plot central, atténuation périphérique), nous avons tracé les surfaces donnant le nombre d'itérations nécessaires pour atteindre la valeur cible de $\eta=96\%$ en fonction de α et β^2 : je parlerai de *nappes de convergence*.

Dans un premier temps, j'ai considéré une matrice de 4x4 faisceaux, dont le taux de remplissage était fixé à une valeur élevée de $\tau=0,9$. Pour limiter l'impact de cas particuliers en termes de conditions initiales (jeu de phases de départ), j'ai calculé pour chaque couple $(\alpha ; \beta^2)$, le nombre moyen d'itérations nécessaires pour atteindre le critère de convergence, en considérant 200 jeux de phases aléatoires initiaux différents. Le résultat est montré Figure III-13).

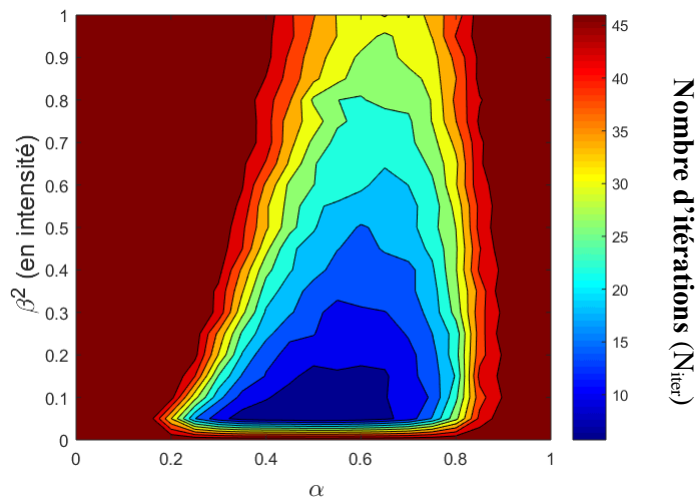


Figure III-13 : Evolution du nombre moyen d'itérations pour atteindre le critère de convergence $\eta=96\%$, en fonction des paramètres opto-géométriques du filtre à CdP (α , β^2), et pour un taux de remplissage de la matrice de faisceaux en champ proche de $\tau=0,9$.

La zone d'intérêt est décrite par la surface bleu foncé représentant les convergences les plus rapides, c'est-à-dire celles nécessitant le plus faible nombre d'itérations pour atteindre le critère de convergence de $\eta=96\%$. Plus la convergence est rapide, plus la bande passante du système d'asservissement des phases est grande, sous réserve d'implémenter l'algorithme au sein d'une électronique à haute fréquence d'échantillonnage. Nous avons donc cherché le couple de paramètres (α ; β^2) nous permettant de nous placer dans ces conditions de convergences les plus rapides. L'objectif étant de corriger efficacement les fluctuations de phases dues à l'environnement du système allant généralement jusqu'au kHz. Ainsi, à titre d'exemple, une fréquence d'horloge de 60kHz, permet de disposer d'une bande passante de 1kHz, à condition que le dispositif de phasage PIM converge en moins de 59 itérations.

Les zones décrites par les autres couleurs, allant du bleu clair au rouge, correspondent à des couples de paramètres (α ; β^2) pour lesquels les convergences de l'algorithme nécessitent plus d'itérations. Elles sont donc plus lentes, et offrent des bandes passantes plus restreintes.

Le taux de remplissage de la matrice de faisceaux dont nous allons disposer expérimentalement pour réaliser le phasage de 7 voies amplificatrices fibrées (travaux présentés dans le Chapitre 4), allait être de 0,6. Ainsi, l'ensemble des résultats numériques qui suivent ont été obtenus avec cette valeur de taux de remplissage. Un nouveau tracé de nappes de convergence, avec $\tau = 0,6$, est illustré en Figure III-14.

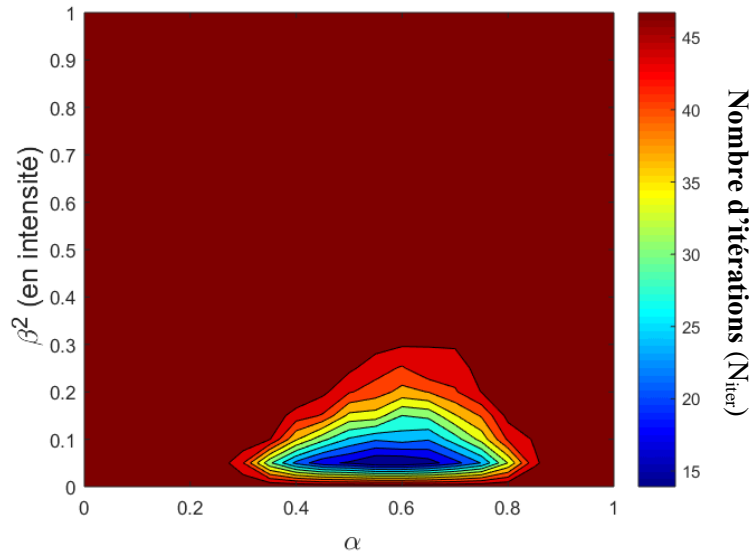


Figure III-14 : Evolution du nombre moyen d'itérations (N_{iter}) pour atteindre le critère de convergence $\eta=96\%$, en fonction des paramètres opto-géométriques du filtre à CdP (α , β^2), pour un taux de remplissage de la matrice de faisceaux en champ proche de $\tau=0,6$.

Nous pouvons remarquer que la diminution du taux de remplissage entraîne une réduction sévère du nombre de couples (α , β^2) possibles pour faire converger rapidement le système. En bleu foncé, apparaît la zone pour laquelle les convergences sont les plus rapides. Les intervalles de valeurs délimitant cette zone sont $\alpha \in [0,45 : 0,75]$ et $\beta^2 \in [1\% : 8\%]$. Le couple de paramètres que j'ai choisi de retenir parmi ceux permettant des convergences rapides est ($\alpha_{opt}=0.6$; $\beta_{opt}^2=4\%$). La valeur de α est bien celle pour laquelle les convergences sont les plus rapides, en revanche en terme de réflectivité périphérique β^2 , j'ai choisi de fixer la valeur à 4%, bien que l'optimum soit à 2%. Ce choix a été motivé par le fait que malgré tout, les convergences restent rapides, et que cette valeur de réflectivité correspond à celle d'une lame de verre non traitée. Il a ainsi été possible de simplifier le procédé de fabrication du filtre à CdP, en s'affranchissant de tout traitement de la zone périphérique au plot central.

Pour le couple de paramètre choisi ($\alpha_{opt}=0.6$; $\beta_{opt}^2=4\%$), 14 itérations seulement sont nécessaires en moyenne pour atteindre une efficacité de combinaison de 96% en champ lointain. Il s'agit d'un chiffre prometteur, bien inférieur aux nombre d'itérations requis par la technique SPGD.



Dans la suite de ce chapitre, je ne m'intéresserai qu'aux résultats obtenus pour une matrice de faisceaux dont le taux de remplissage est de 0,6 conformément aux conditions expérimentales prévues par la suite.

Une étude numérique importante dans le contexte de mes travaux consistait à mesurer l'efficacité de la méthode PIM pour des matrices de faisceaux de grandes dimensions. Les nouvelles simulations que j'ai entreprises ont été effectuées avec des matrices de 3x3 faisceaux (Figure III-15-(a)), de 10x10 faisceaux (Figure III-15-(b)) et de 20x20 faisceaux (Figure III-15-(c)).

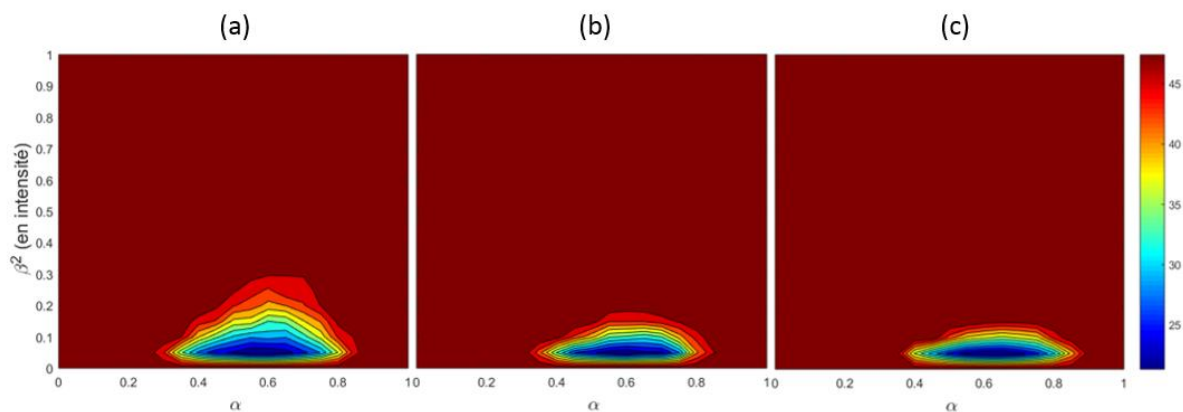


Figure III-15 : Nappes de convergence (moyennées sur 200 jeux de phases initiales) donnant le nombre moyen d'itérations pour atteindre une efficacité de combinaison de 96%, pour divers couples de paramètres (α ; β^2) : (a) réseau de 3x3 lasers, (b) réseau de 10x10 lasers et (c) réseau de 20x20 lasers.

Ces trois nappes nous montrent la robustesse du procédé vis-à-vis du nombre d'émetteurs mis en jeu dans la matrice. Ainsi, les mêmes valeurs de paramètres $\alpha \in [0,45 : 0,75]$ et $\beta^2 \in [1\% : 8\%]$ permettent une convergence de l'algorithme entre 15 et 25 itérations en moyenne. Il est cependant important de noter que cela ne signifie pas que les dimensions du filtre resteront les mêmes quel que soit le nombre d'émetteurs. En effet, lorsque la taille du réseau augmente, celle du lobe central de la figure de diffraction associée lorsque les faisceaux sont en phase diminue (voir relation (39) et (40)). Il suffira d'adapter la focale de la lentille L1 du système à contraste de phase pour conserver la valeur de α d'une taille de réseau à une autre. Par la suite, nous retiendrons comme caractéristiques de filtre à contraste de phase : $\alpha_{opt}=0.6$; $\beta_{opt}^2=4\%$.



III.3.3. Etude de la dépendance de la vitesse de convergence et de l'efficacité de la mise en phase au nombre d'émetteurs

La suite de l'étude a consisté à observer les courbes de convergence obtenues dans le cas d'un filtre à CdP optimal ($\alpha_{\text{opt}}=0.6$; $\beta_{\text{opt}}^2=4\%$), et pour des tailles croissantes de réseaux d'émetteurs. Le but a tout d'abord été d'étudier la capacité de la méthode PIM à mettre en phase un grand nombre de faisceaux, plus finement que dans le paragraphe précédent, mais aussi de s'assurer de la répétabilité du processus d'optimisation à partir de jeux de phases initiaux quelconques.

J'emploierai ici le terme de vitesse de convergence pour décrire la rapidité de la méthode pour atteindre le critère de convergence ($\eta=96\%$). Je parlerai par exemple de vitesse de convergence élevée, lorsque le nombre d'itérations (N_{iter}) sera faible.

Chaque simulation est réalisée sur la base de 200 tirages de phases initiales aléatoires, comprises entre 0 et 2π . Les 200 courbes de convergence sont moyennées, et l'opération est répétée pour plusieurs configurations de champ proche allant d'une matrice de 3x3 émetteurs, à une matrice de 20x20 émetteurs. Le graphe ci-dessous montre l'évolution moyenne du nombre d'itérations nécessaires pour atteindre le critère de convergence, en fonction du nombre d'émetteurs dans le réseau. Des barres d'erreurs donnent des informations quant aux écarts type sur (N_{iter}).



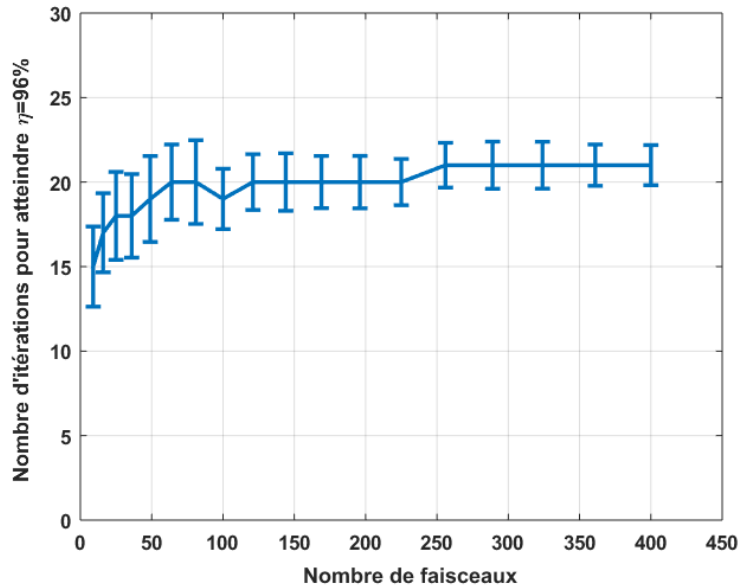


Figure III-16 : Evolution du nombre moyen d'itérations permettant d'atteindre $\eta=96\%$, en fonction de la taille du réseau de lasers. Les barres d'erreur donnent l'écart-type sur ce nombre d'itérations pour chaque configuration multifaisceaux.

Ces prévisions numériques montrent que la méthode est adaptée à de larges réseaux d'émetteurs. La mise en phase se fait en un nombre relativement faible d'itérations d'algorithme, qui n'évolue que très peu avec l'augmentation de la taille du réseau d'émetteurs : on passe d'environ 15 itérations (en moyenne) à un peu plus de 20 dans le cas de réseaux contenant plusieurs centaines de voies. Les faibles écart-types (entre 2 et 5 itérations), nous indiquent que le processus d'optimisation est très répétable et qu'il n'est que très faiblement sensible aux conditions de phases initiales. Nous pouvons également remarquer la diminution de l'écart type avec l'accroissement du nombre de voies à co-phaser. Ce comportement est attribué au fait que l'écart de phase d'un émetteur a de moins en moins d'impact sur l'efficacité de combinaison au fur et à mesure que le nombre d'émetteurs du réseau augmente.

III.4. Démonstration de principe du phasage actif d'un réseau d'émetteurs non amplifiés au moyen de la méthode PIM

L'étape suivante des investigations a consisté à démontrer expérimentalement la possibilité de phaser des émetteurs au moyen de la méthode PIM. Disposant désormais de nombreux éléments de comparaison, l'objectif suivant a été de mettre en place un banc modèle, afin de valider les prédictions théoriques.

III.4.1. Présentation du banc modèle expérimental

Le banc modèle que nous avons conçu permet d'une part de générer un réseau de faisceaux d'égalles amplitudes et de phases arbitraires pour simuler une matrice de faisceaux après amplification parallèle par fibre optique. Le contrôle de la phase du réseau permis par ce banc modèle est absolument nécessaire pour réaliser des expériences reproductibles. D'autre part, il intègre un filtre à CdP (fonctionnant en réflexion) dont la réflectivité complexe et les dimensions du plot central déphasant sont ajustables pour explorer les différents couples de paramètres (α , β^2) et pour comparer les valeurs optimales fournies par l'expérience à celles issues des simulations numériques. Nous avons exploité la modularité de modulateurs spatiaux de lumière à cristaux liquides (MSL) pour réaliser ces fonctions et gérer pixel par pixel le déphasage et l'amplitude du rayonnement réfléchi par les MSL. La figure ci-dessous représente le banc modèle utilisé pour la démonstration de principe de notre méthode de phasage PIM.

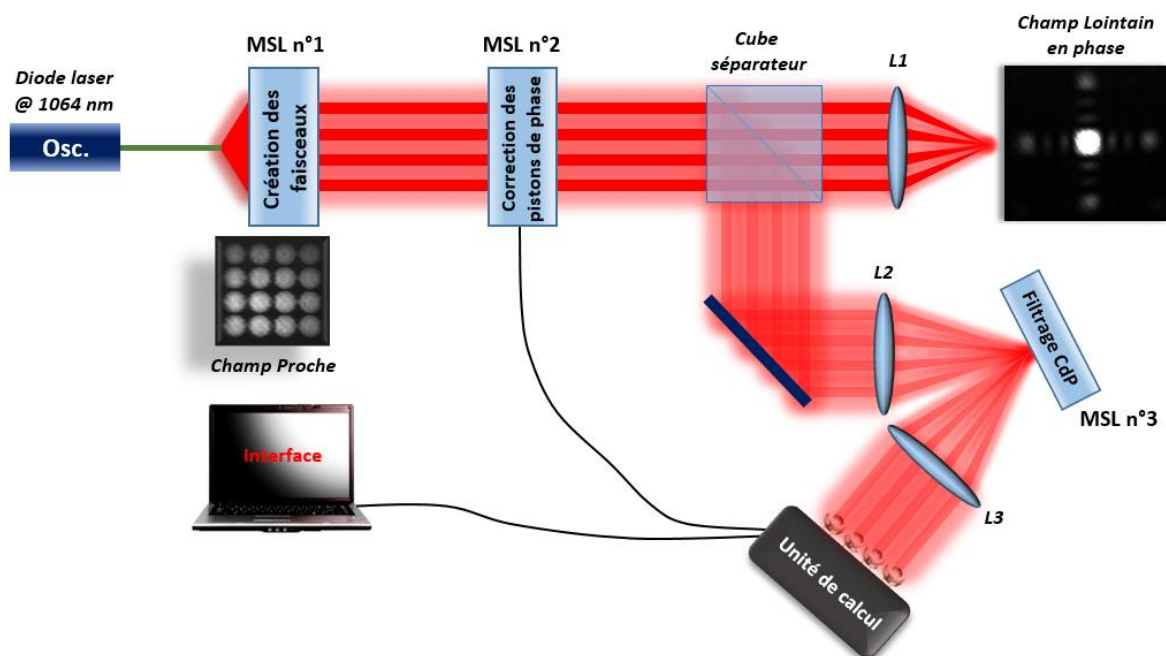


Figure III-17 : Schéma descriptif du banc modèle expérimental ayant permis la démonstration du principe de la méthode de phasage PIM.

Sur le schéma de la Figure III-17, le point de départ du banc modèle est la diode laser émettant un rayonnement polarisé rectiligne à une longueur d'onde de $\lambda=1064\text{nm}$ (Osc.). Après traversée d'un doublet afocal de grandissement $|\gamma|=5$, le rayonnement illumine un premier MSL

(Holoeye), constitué d'une matrice de cristaux liquides de 1092x1080 pixels carrés, faisant chacun 8 μm de côté. Il permet d'afficher une matrice de 4x4 micro-réseaux de diffraction de pure phase, afin de créer un jeu de 4x4 faisceaux lasers mutuellement cohérents, contrôlables en amplitude et en phase [96]. Chaque faisceau a ici un diamètre de 510 μm pour un entraxe de 850 μm , donnant le taux de remplissage souhaité de 0,6. La profondeur de modulation de chaque micro-réseau permet de régler indépendamment l'amplitude des faisceaux. Le décalage spatial suivant l'axe horizontal d'un mini-réseau par rapport à autre, permet de gérer les déphasages entre les faisceaux. Dans cette réalisation, les faisceaux élémentaires créés par le MSL 1 ne sont pas des gaussiennes mais des ondes planes limitées. La Figure III-18 donne un aperçu de la face avant du programme LabVIEW permettant de contrôler ce premier MSL. On voit notamment les 16 micro-réseaux permettant de générer la matrice de faisceaux contrôlée en amplitude et phase.

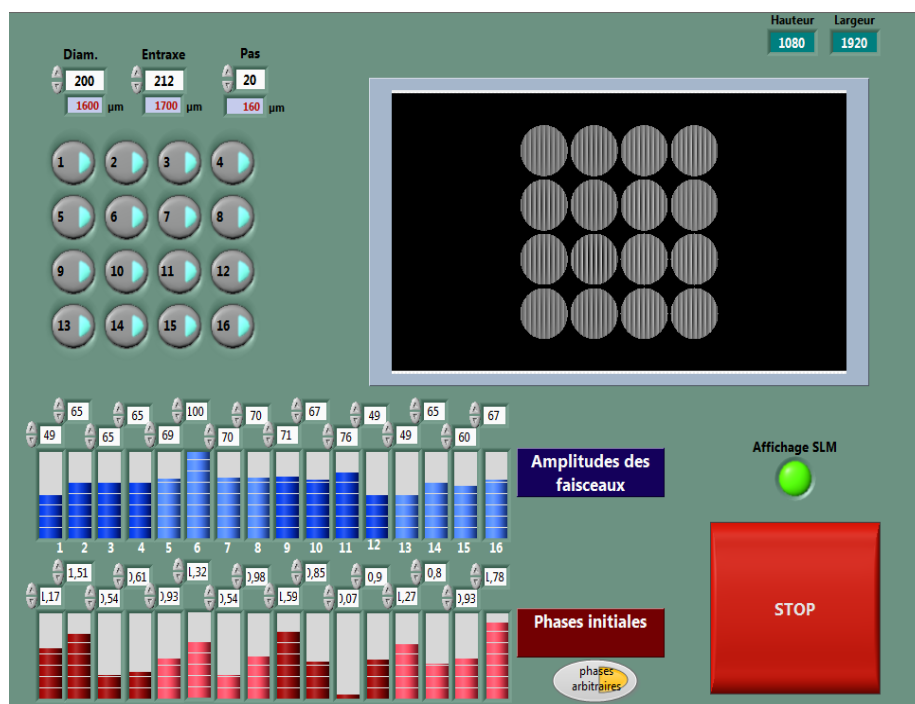


Figure III-18 : Face avant du programme de contrôle du premier MSL servant à créer la matrice de faisceaux en champ proche.

Les faisceaux utiles sont ceux diffractés sur l'ordre -1 des micro-réseaux de diffraction. Ils sont imagés sur un second MSL, dont le rôle sera d'appliquer de manière dynamique les corrections de phase calculées par l'algorithme. Ce MSL est utilisé de façon différente. N'ayant pas à gérer l'amplitude des faisceaux à cette étape, nous n'affichons pas de micro-réseaux, mais nous

déphasons simplement les faisceaux indépendamment les uns par rapport aux autres de façon plus classique, en appliquant uniformément des tensions de commandes aux zones où se réfléchissent chacun des faisceaux. Le MSL utilisé ici est un Hamamatsu, dont la matrice de cristaux liquides comporte 792x600 pixels de 20 μm de côté.

Les rayonnements déphasés par ce second MSL sont focalisés sur un dernier MSL (modèle identique au MSL 1) au moyen d'une lentille convergente (L2 sur le schéma de la Figure III-17). Ce composant reproduit le filtre à contraste de phase. La réflectivité et le déphasage différentiels entre la partie centrale, et la périphérie du filtre sont gérés par une distribution de réseaux de diffraction de pure phase appliquée sur le MSL.

Cette distribution reconfigurable permet de faire varier les paramètres α (taille normalisée de la zone centrale déphasante) et β^2 (réflectivité de la zone périphérique par rapport à la zone centrale) ainsi qu'éventuellement le déphasage entre les deux zones. Un réseau de diffraction est attribué au plot central (environ 350 μm de côté), délimité en rouge sur la Figure III-19 ci-dessous, et un autre, de périodicité identique, est affecté à la partie périphérique. En introduisant un décalage entre les deux réseaux, on crée le déphasage de $\pi/2$ entre les deux parties du filtre, pour réaliser l'opération de contraste de phase. En jouant sur les profondeurs de modulation de chaque réseau, on modifie les coefficients de réflexion de chaque partie du filtre, donc le paramètre β^2 .



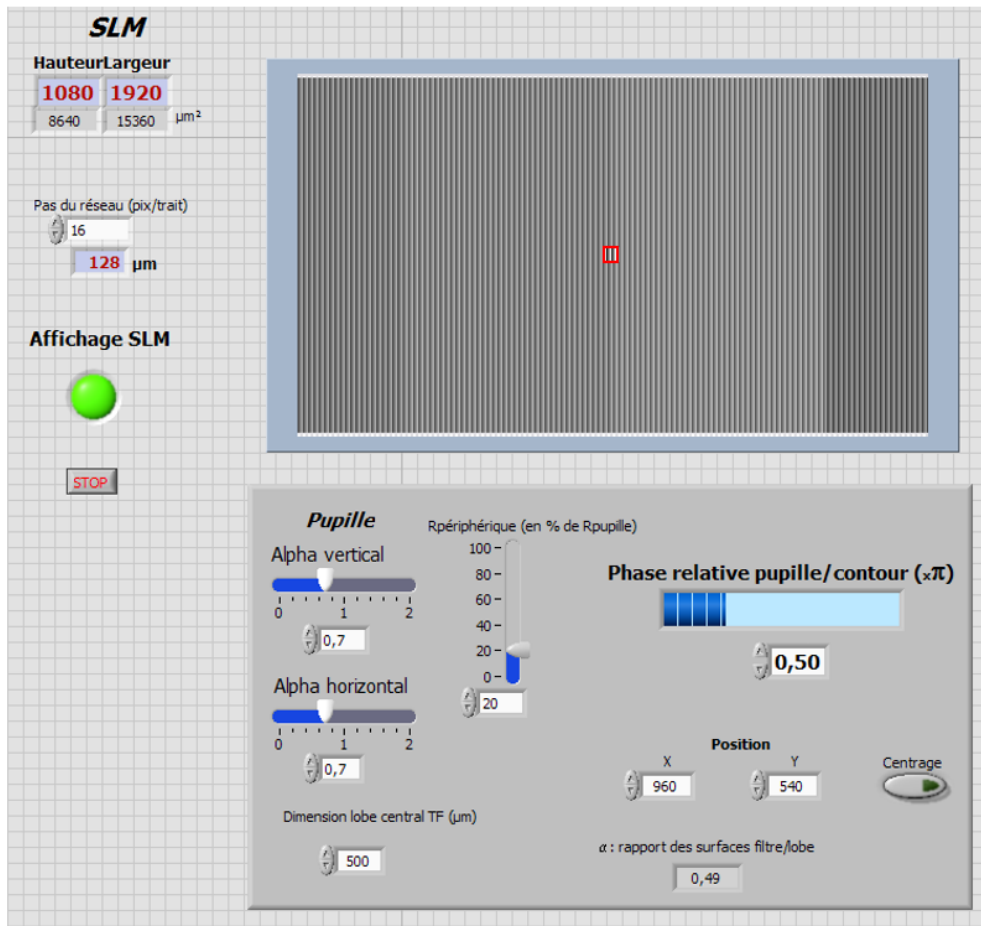


Figure III-19 : Face-avant du VI LabVIEW permettant le contrôle du MSL n°3 affichant le filtre à contraste de phase.

Le champ proche filtré obtenu par la transformée de Fourier du champ réfléchi par le MSL 3, est imagé sur une matrice de photodiodes au moyen de la lentille L3 (voir Figure III-17), d'agencement identique à celui des faisceaux en champ proche (MSL n°1). Les signaux délivrés par ces photodiodes sont les données d'entrée de l'algorithme d'optimisation.

La numérisation et le traitement des tensions générées par les photodiodes est faite au moyen d'une carte d'acquisition National Instrument DAQ-NI-USB 6353, et d'un programme LabVIEW dans lequel a été implémenté l'algorithme.

III.4.2. Comparaison des résultats expérimentaux issus du banc modèle avec ceux des simulations numériques

Pour valider les résultats des modélisations notamment en termes de nombre d'itérations nécessaires pour atteindre la convergence, nous avons choisi dans la nappe de la Figure III-14, trois couples de paramètres du filtre à contraste de phase (α ; β^2), repérés par des étoiles sur la Figure III-21 -(a). Ces points de fonctionnement appartiennent respectivement à des zones de convergence rapide (étoile 1 $\Rightarrow \alpha=0,6$; $\beta^2=4\%$), de convergence lente (étoile 2 $\Rightarrow \alpha=0,7$; $\beta^2=15\%$), et de convergence très lente, voire de non-convergence (étoile 3 $\Rightarrow \alpha=0,6$; $\beta^2=30\%$). Du fait de la faible sensibilité de la méthode PIM aux conditions de phases initiales, nous avons fait fonctionner notre banc modèle avec un unique jeu de phase choisi arbitrairement, et nous avons repris ce même jeu dans la simulation numérique. Les trois essais expérimentaux, effectués avec des paramètres de filtre différents, ont fourni les courbes de convergence en rouge illustrées en Figure III-21-(b) à (d). Ces courbes de convergence expérimentales sont comparées aux tracés issus des simulations numériques dans les mêmes conditions de phases initiales, et avec le même filtre (traits pointillés bleus).



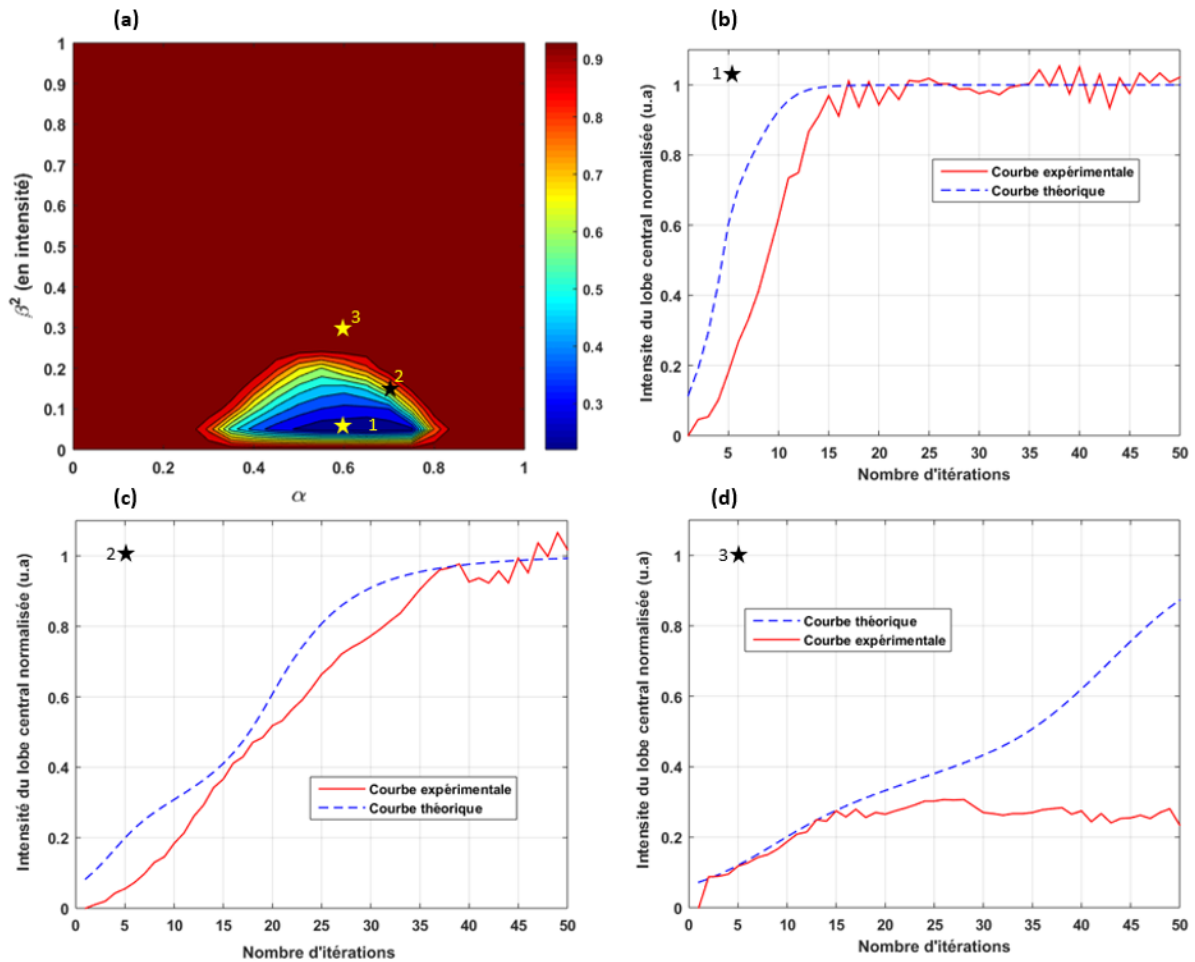


Figure III-20 : (a) Nappes de convergence pour une matrice de 4x4 faisceaux ($\tau=0,6$). Les étoiles représentent les couples de paramètres opto-géométriques du filtre. (b) à (d) - Comparaison des courbes de convergence théoriques (pointillés bleus) et expérimentales (continu rouge) obtenues respectivement pour les couples (étoile 1 $\Rightarrow \alpha=0,6 ; \beta^2=4\%$), (étoile 2 $\Rightarrow \alpha=0,7 ; \beta^2=15\%$) et (étoile 3 $\Rightarrow \alpha=0,6 ; \beta^2=30\%$), et pour un même jeu de phases initiales choisi arbitrairement.

Nous pouvons ici remarquer la bonne correspondance entre les prédictions théoriques et les résultats expérimentaux dans le cas des couples représentés par les étoiles 1 et 2. En effet, les courbes de convergence expérimentales et théoriques ont des allures très proches, menant à des vitesses de convergence similaires. La dernière courbe illustre une correspondance moins bonne entre l'expérience et les simulations. Cependant, les résultats de la Figure III-20 -(d) montrent tous les deux qu'il n'est pas possible de faire converger le système vers un régime d'émission en phase, en moins de 50 itérations.

Le tableau ci-dessous (Tableau III-1) compare le nombre d'itérations nécessaires résultant de l'expérience et celui issu des simulations numériques pour atteindre 96% d'efficacité de combinaison. Il montre que les erreurs de phase sont corrigées expérimentalement comme

numériquement après une quinzaine d'itérations lorsque le filtre à CdP a des caractéristiques opto-géométriques optimisées.

Etoile	α	β^2	Expérimental	Théorique
1	0,6	4%	15	12
2	0,7	15%	37	36
3	0,6	30%	<i>Ne converge pas</i>	> 50

Tableau III-1 : Tableau récapitulatif du nombre d'itérations nécessaire à la convergence obtenu avec un même jeu de phases initiales.

Les oscillations apparaissant périodiquement sur les courbes de convergence expérimentales (trait continu rouge) sont liées à des fluctuations de phase périodiques parasites dues au rafraîchissement des matrices de cristaux liquides des MSL [97]. Ces fluctuations de phase, à une fréquence d'environ 200 Hz, ont perturbé nos mesures d'intensité sur l'axe en champ lointain, rendant ainsi impossible une mesure d'efficacité de combinaison. Toutefois, les allures de la figure d'interférences des 16 faisceaux arrangés selon une matrice à maille carrée obtenue avec le jeu arbitraire de phases initiales (Figure III-21-(a)) et après mise en route de la boucle d'asservissement (Figure III-21-(b)) montrent sans ambiguïté l'effet de la correction des erreurs de phase par la méthode PIM.

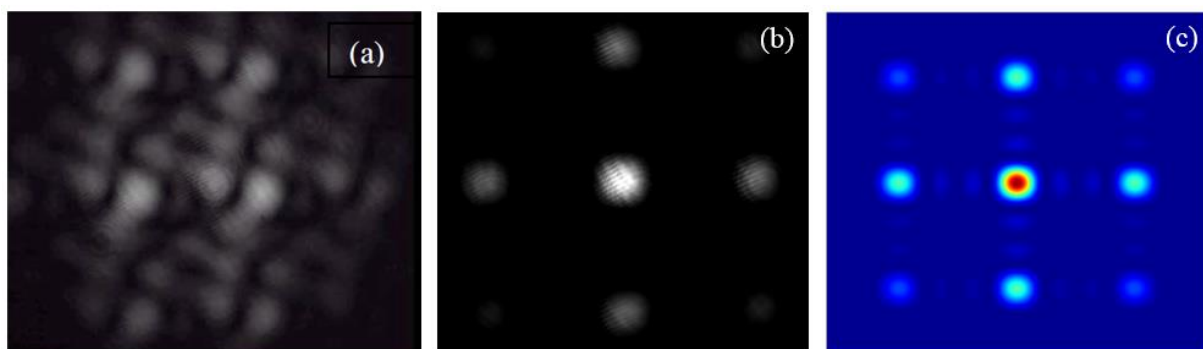


Figure III-21 : Champ lointain expérimental : en boucle ouverte (a), en boucle fermée (b), et champ lointain théorique pour une matrice de 4x4 champs en phase (c).

L'éclairement en champ lointain obtenu expérimentalement après mise en phase est très proche de celui que l'on obtient en calculant la figure d'interférences théoriques en champ lointain dans le cas où les 4x4 émetteurs sont en phase (Figure III-21-(c)). Nous retrouvons un lobe central très brillant, entouré de lobes de réseau. Les lobes secondaires situés entre les lobes de

réseaux, signature de l'égalité des phases entre les faisceaux du réseau, n'étaient quant à eux observables qu'en saturant fortement la caméra du fait de la faible dynamique de la caméra CCD utilisée.

III.4.3. Conclusion sur les premiers résultats numériques et expérimentaux ayant démontré l'efficacité de la méthode PIM

Dans ce premier volet dédié à la présentation de la méthode de phasage PIM, développée dans le cadre de mes travaux de thèse, j'ai pu montrer par un ensemble de simulations numériques que cette nouvelle méthode présente un intérêt pour co-phaser un grand nombre de lasers puisque le temps de convergence ne dépend que très peu du nombre de lasers. La convergence est obtenue après un faible nombre d'itérations, tant que les paramètres opto-géométriques du filtre à contraste de phase sont choisis correctement, et ce quel que soit le jeu de phases initiales.

La mise en place d'un banc modèle expérimental, nous a permis de confirmer les prévisions numériques, validant ainsi le modèle simulant le dispositif de mise en phase par la méthode PIM. Le choix des paramètres opto-géométriques optimaux du filtre a alors été arrêté au couple ($\alpha=0,6$; $\beta^2=4\%$). Dans ces conditions de filtrage, et à jeux de phases identiques, simulations et expériences ont donné des vitesses de convergence (N_{iter}) très proches : dans un cas numérique idéal, 12 itérations suffisent à atteindre le régime établi, contre 15 itérations lors des expériences, ce qui s'avère très rapide comparé à des méthodes itératives plus classiques, comme nous le verrons dans la prochaine partie de ce chapitre.

III.5. Comparaison à une technique itérative standard de mise en phase : technique SPGD

Comme rapporté dans le chapitre précédent, il existe un grand nombre de techniques permettant la mise en phase d'un réseau de lasers qu'ils soient massifs, ou à fibres. Parmi les techniques utilisant un algorithme d'optimisation pour réaliser la mise en phase, la plus connue et la plus utilisée est basée sur une méthode de descente de gradient.



III.5.1. Principe de la méthode SPGD

Comme décrit dans le chapitre 1, l'optimisation d'un problème à variables multiples par descente de gradient est communément appelée SPGD, acronyme du terme anglo-saxon « *Stochastic Parallel-perturbation Gradient Descent* ». Cette technique consiste à évaluer localement le gradient d'une fonction que l'on cherche à optimiser (maximiser ou minimiser), par application de faibles perturbations aux actuateurs mis en jeu. Ces perturbations doivent être appliquées avec des signes différents, répartis de manière aléatoire mais équi-probable.

La formulation de l'algorithme dans sa forme la plus simple est la suivante :

$$\left\{ u_m^{(i+1)} = u_m^{(i)} \pm \gamma \cdot \frac{\partial J(u_m^{(i)})}{\partial u_m^{(i)}} \right\}_{i=1}^N \quad (46)$$

Avec :

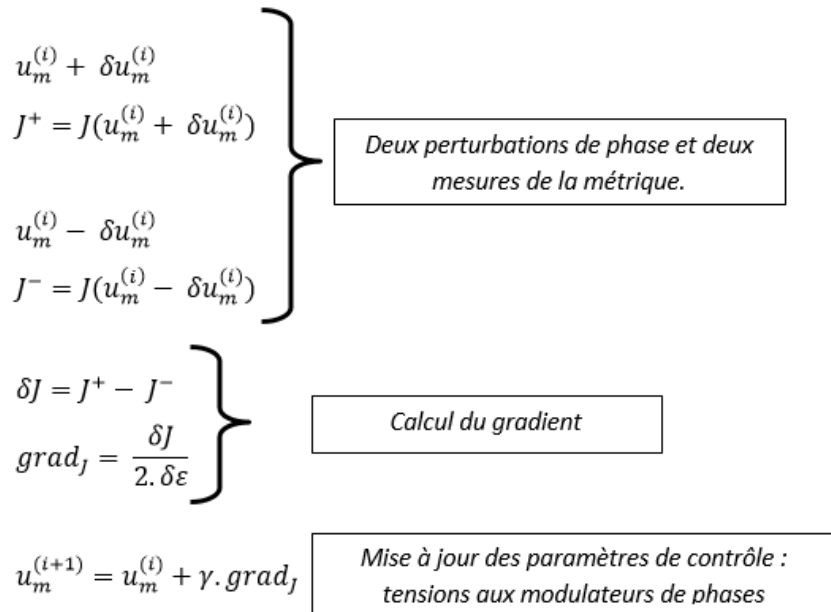
- $J(\mathbf{u})$: fonction à optimiser (puissance sur l'axe moyen de propagation en champ lointain)
- \mathbf{u} : paramètre de contrôle du système (tensions appliquées aux modulateurs de phase)
- γ : coefficient de pondération du pas de correction
- $\frac{\partial J(\mathbf{u}^{(i)})}{\partial \mathbf{u}^{(i)}}$: gradient local de la fonction à optimiser
- \mathbf{m} : numéro d'émetteur
- \mathbf{i} : numéro d'itération
- \mathbf{N} : Nombre max. d'itérations

Le choix du signe « + » ou « - » dépend de ce que l'on cherche à faire : le signe « + » permet de maximiser la métrique de notre problème, tandis que le signe « - » la minimise. Dans notre cas, la métrique $J(\mathbf{u})$ est la puissance sur l'axe moyen de propagation en champ lointain que l'on cherche à maximiser, notre formulation utilisera donc le signe « + ».



Au cours d'une itération i , les étapes réalisées sont les suivantes :

... début de l'itération i ...



... fin de l'itération i ...

Le jeu de perturbations $\delta u_m^{(i)}$ est dans un premier temps ajouté à l'ensemble des variables de contrôle $u_m^{(i)}$: ce jeu contient des perturbations d'amplitude égales mais de signes différents d'un actuateur à un autre. Cela entraîne une variation de la puissance sur l'axe en champ lointain, que l'on mesure et que je note ici J^+ . A partir des mêmes conditions initiales, on retranche cette fois le jeu de perturbations à l'ensemble des actionneurs, et on relève la nouvelle valeur métrique, notée J^- . Le rapport entre la différence de métrique (δJ) et l'amplitude totale de perturbation ($2 \cdot \delta \varepsilon$) donne une estimation locale du gradient de la fonction ($grad_J$) que l'on cherche à optimiser.

La SPGD est une méthode dans laquelle, au cours d'une itération, on applique en tout deux perturbations de phase sur les modulateurs de phase, pour estimer localement le gradient de la fonction à maximiser, et une troisième modification des phases correspondant à la correction des phases en champ proche. Dans le cas de la méthode PIM, seule une modification des phases est faite à chaque itération, après mesure et calculs. Ainsi la méthode PIM nécessite trois fois moins d'actionnement sur les modulateurs de phase que la technique SPGD. Afin de comparer les performances des deux méthodes en termes de vitesses de convergence, je raisonnerai par la

suite en nombre d'actionnements des modulateurs nécessaires pour atteindre le critère de convergence $\eta=96\%$. Pour les méthodes PIM et SPGD, une itération est à associer respectivement à 1 et 3 actionnements des modulateurs.

III.5.2. Recherche des paramètres d'exécution optimaux

L'exécution de cet algorithme nécessite quelques étapes préliminaires qui consistent à déterminer l'amplitude des perturbations $\delta u_m = \pm \varepsilon$, ainsi que le coefficient d'amplification des corrections γ les plus adaptés. Dans la formulation classique de la SPGD, ces valeurs n'évoluent pas au cours de l'optimisation. Elles ont été déterminées au préalable, de la même manière que celle employée pour la détermination de $(\alpha ; \beta^2)$ pour la méthode PIM, à savoir au moyen de nappes de convergence.

Pour divers couples de valeurs $(\varepsilon ; \gamma)$, j'affiche le nombre d'actionnements nécessaires pour atteindre le critère de convergence ($\eta=96\%$). Les nappes présentées en Figure III-22 sont les résultats de la moyenne faite sur 200 tirages de phases initiaux aléatoires. Les simulations ont été faites avec un réseau de 3x3, 5x5 et 10x10 faisceaux à des fins de comparaison avec à ceux obtenus par la méthode PIM.

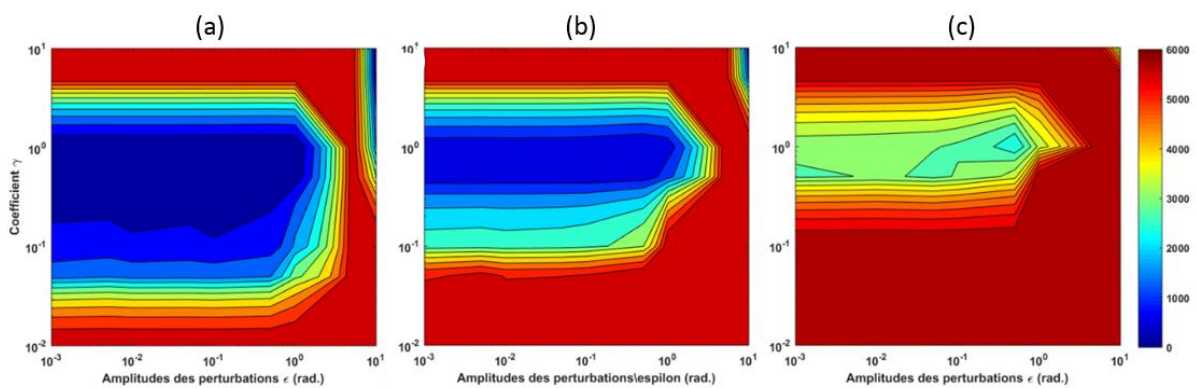


Figure III-22 : Nappes de convergence (nombre d'actionnements nécessaires pour avoir une efficacité de combinaison de 96%, moyennés sur 200 tirages de phases aléatoires) pour plusieurs tailles de réseaux de lasers : (a) 3x3 émetteurs, (b) 5x5 émetteurs, (c) 10x10 émetteurs.

Si cette méthode n'est en rien dépendante de l'agencement des faisceaux en champ proche, elle est en revanche très sensible au nombre d'émetteurs. Nous remarquons sur la figure ci-dessus,

le rétrécissement de la zone de convergence rapide (où nous devons choisir les valeurs des paramètres $(\varepsilon ; \gamma)$) avec l'augmentation du nombre d'émetteurs.

La vitesse de convergence semble peu impactée par l'amplitude ε des perturbations de phase choisie. En revanche, il est important de choisir correctement le paramètre γ . J'ai choisi une amplitude de perturbation qui ne soit pas trop faible, pour être expérimentalement réalisable au moyen des MSLs (résolution de 0.025 rad) : $\varepsilon_{\text{opt}}=0,1$ rad. Il est à noter cependant que si la valeur de ε choisie est élevée, la figure d'interférences est chahutée en permanence en s'écartant de façon significative de la situation recherchée pour laquelle pour les faisceaux sont en phase. La valeur de γ donnant un minimum d'itérations pour atteindre le critère de convergence était ici $\gamma_{\text{opt}}=1$.

Il est intéressant de noter que dans des formulations plus récentes de la méthode SPGD [98, 99], le coefficient γ est une fonction de la métrique (intensité sur l'axe), et est inversement proportionnelle à celle-ci. En effet, cela permet d'appliquer des corrections importantes sur les premières itérations menant ainsi plus rapidement à la solution. Au fil des corrections de phases, la métrique augmente, donc le coefficient γ diminue. Les amplitudes des corrections de phases sont plus faibles.

III.5.3. Comparaison numérique des performances de la SPGD à celles de la méthode PIM

Les méthodes PIM et SPGD ont été testées numériquement sur 200 de jeux de phases aléatoires différents, et impliquent les mêmes nombres d'émetteurs, disposés dans une matrice carrée. Dans cette étude comparative, je m'intéresse au nombre moyen d'actionnements nécessaires pour atteindre le critère de convergence ($\eta=96\%$), ainsi qu'à la déviation autour de ce nombre (écart-type). Il est important de préciser que chaque méthode est configurée pour opérer dans des conditions optimales (choix des paramètres (α, β^2) pour la méthode PIM et (ε, γ) pour la SPGD). La figure ci-dessous donne l'évolution du nombre d'actionnements nécessaires pour réduire les écarts de phase, en fonction du nombre de faisceaux dans le réseau.



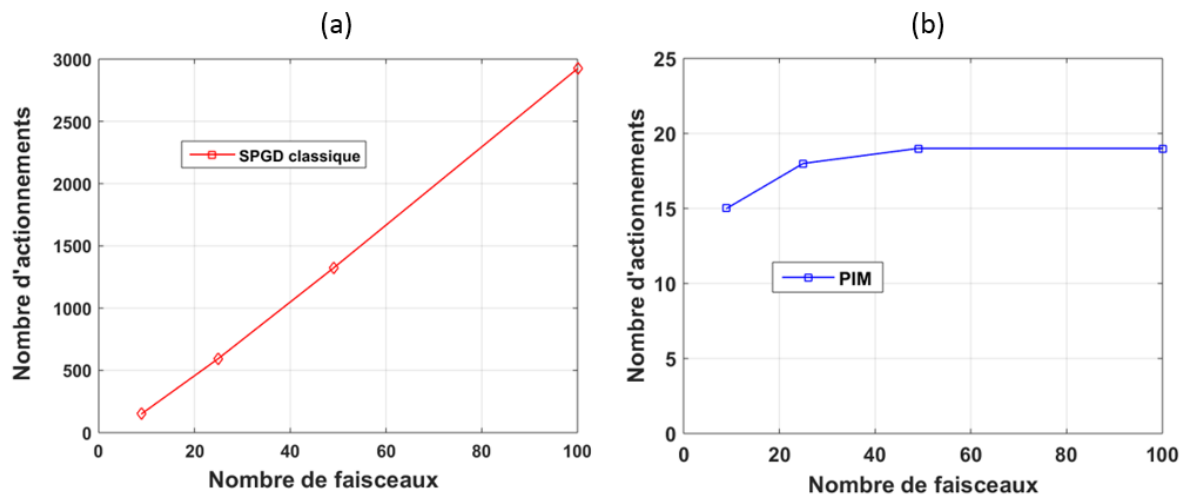


Figure III-23 : Comparaison des nombres d'actionnements nécessaires pour atteindre $\eta=96\%$: avec la méthode SPGD (a-courbe rouge) avec la méthode de phasage PIM (b-courbe bleue).

Pour la méthode SPGD, l'évolution est linéaire avec le nombre d'émetteurs mis en jeu. L'optimisation sera donc d'autant plus lente que le réseau de lasers sera de grandes dimensions. A titre de comparaison, j'ai mis en regard la même courbe tracée cette fois pour la méthode PIM, qui met en évidence le maintien de la rapidité de la mise en phase, même avec de grands nombres d'émetteurs. Cette différence de comportement entre ces deux méthodes itératives tient en partie au fait que la technique SPGD n'utilise qu'un seul point de mesure, quel que soit le nombre de voies, alors que la méthode que nous avons proposée exploite autant de points de mesure que de lasers.

Le risque que comporte l'utilisation de la méthode SPGD dans le cas de larges réseaux d'émetteurs est que la bande passante soit limitée par le nombre d'actionnements nécessaires pour atteindre le critère de convergence, au point d'être insuffisante pour permettre de corriger les fluctuations de phases.

Un autre élément de comparaison important est l'évolution de l'écart-type sur le nombre d'actionnements nécessaires pour atteindre le critère de convergence. Cette grandeur nous renseigne sur la répétabilité de chaque méthode d'optimisation.

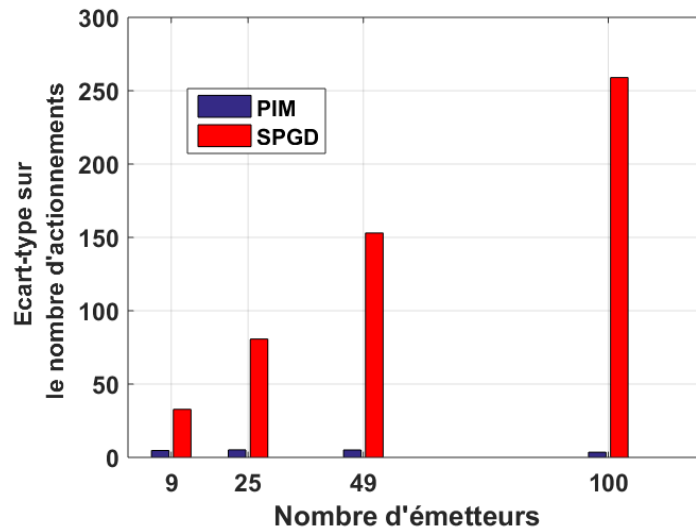


Figure III-24 : Ecart-type du nombre d'actionnements nécessaires pour atteindre $\eta=96\%$: avec la méthode PIM (courbe bleue), et avec la SPGD (courbe rouge).

Les écart-types sont nettement plus élevés dans le cas de la technique SPGD que dans celui de notre approche, traduisant une forte dépendance de la méthode SPGD aux conditions de phases initiales. La mauvaise répétabilité du processus d'optimisation SPGD peut s'expliquer à nouveau par l'unique point de mesure dans la figure d'interférences utilisé pour restituer l'erreur de phase.

Considérons un jeu de phases initiales pour lequel la puissance déposée sur l'axe en champ lointain est faible, voire nulle. Les gradients estimés sur les premières itérations sont très faibles, de même que les corrections qui en résultent. Il faudra plusieurs itérations d'algorithme pour structurer le champ lointain de sorte à déposer suffisamment d'énergie sur le détecteur, amorçant ainsi le processus de convergence. D'autres situations de phases de départ sont plus rapides à optimiser, dans le sens où elles produisent une valeur de l'éclairement sur l'axe non-nul.

La méthode d'optimisation par projections successives PIM n'est que très faiblement dépendante des conditions de phases de départ, offrant ainsi une bonne répétabilité. Là encore, cette faible sensibilité aux conditions de phases initiales, s'explique par le fait qu'à chaque itération, on effectue en parallèle autant de mesures qu'il y a de faisceaux dans le réseau.



III.5.4. Mise en œuvre expérimentale de la technique de phasage SPGD sur le banc modèle

J'ai poursuivi cette comparaison entre la méthode de référence SPGD et notre nouvelle approche d'un point de vue expérimental. J'ai ainsi transformé le banc modèle en remplaçant la partie mesure et correction des phases de la méthode PIM par un bloc d'optimisation par SPGD.

III.5.4.1. Dispositif expérimental

Les deux premières parties du montage, à savoir le façonnage de la pupille multifaisceaux avec le MSL 1 (matrice de 4x4 faisceaux) et la correction des phases avec le MSL 2, ont été conservées. Pour effectuer la mesure ponctuelle sur le champ lointain du réseau qui alimente l'algorithme à descente de gradient, j'ai placé un iris faiblement ouvert, suivi d'une photodiode dans le plan focal image d'une lentille convergente.

L'autre modification a concerné le programme d'optimisation implémenté sous LabVIEW, dont l'architecture a été modifiée de sorte à reproduire les étapes de la méthode SPGD décrites précédemment. A chaque actionnement, les tensions sont appliquées aux modulateurs de phase (pistons) affichés sur le MSL n°2, de la même manière que dans le banc modèle dédié à la méthode PIM.



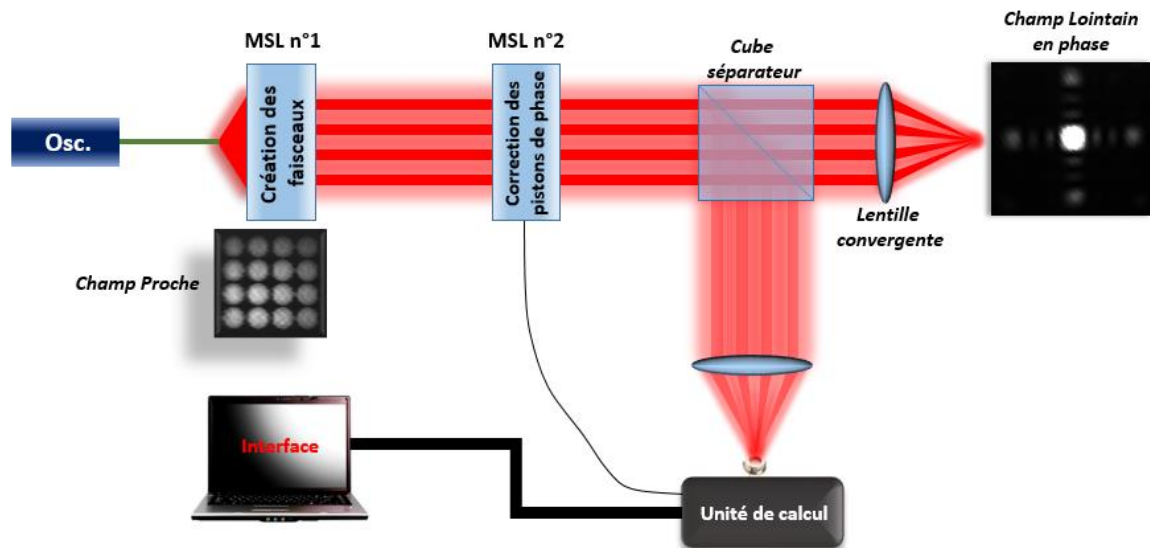


Figure III-25 : Schéma du banc modèle expérimental ayant servi à réaliser à la mise en phase par SPGD, d'un réseau de 4x4 émetteurs, identique à celui utilisé dans la méthode PIM.

Dans une étape préliminaire, j'ai recherché et fixé les valeurs optimales de paramètres de l'algorithme à $\varepsilon=0.1$ rad. et $\gamma=1$

III.5.4.2. Performances de la méthode SPGD dans l'environnement du banc modèle

Dans le cas de la SPGD, j'ai choisi de comparer des courbes moyennes de convergence car pour un jeu de phases initiales donné, il est possible converger vers un même optimum par des chemins différents, du fait des perturbations aléatoires appliquées aux modulateurs de phase. L'obtention de ces courbes s'est avérée relativement fastidieuse en raison de la lenteur du processus, et du temps disponible pour faire ces mesures. En raison de la durée du processus de convergence (de 2 à 4 min.), je n'ai effectué la moyenne que sur cinq courbes de convergence, chacune étant obtenue avec un jeu de phases initiales différent. La Figure III-26 -(a) ci-dessous rapporte le résultat de la simulation obtenu avec une moyenne sur 200 courbes de convergence et les mêmes paramètres ($\varepsilon=0,1$ rad ; $\gamma=1$) que ceux utilisés pour la réalisation expérimentale (Figure III-26 -(b)).

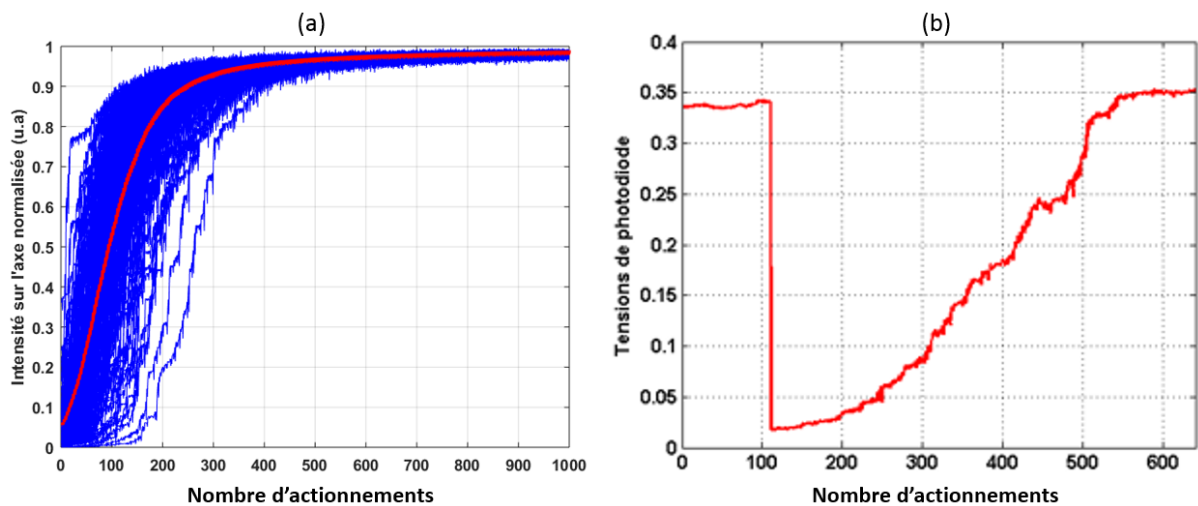


Figure III-26 : Comparaison des courbes de convergence moyenne théorique (a) et expérimentale (b) obtenue par SPGD dans le cas d'une matrice de 4x4 faisceaux. Chaque courbe bleue de la figure de gauche représente la mise en phase à partir d'un des 200 jeux de phases initiales aléatoires. La moyenne de ces 200 courbes de convergence est donnée par la courbe rouge (figure de gauche).

Avec le banc modèle, environ 349 actionnements sont nécessaires pour atteindre le régime établi, conformément aux prédictions théoriques qui prévoyaient en moyenne 400 itérations avec un écart-type d'environ 60 itérations. Cette réalisation de principe vient confirmer les points forts de la méthode PIM, qui sont la rapidité et répétabilité du processus de convergence, indépendamment du nombre de lasers dans le réseau.

III.6. Conclusion

J'ai présenté dans ce chapitre une nouvelle technique de mise en phase, dédiée à la combinaison cohérente d'un grand nombre de lasers. Cette technique appelée PIM (pour « *Phase-Intensity Mapping* ») opère par projections successives de valeurs à la manière de l'algorithme de Gerchberg-Saxton. La différence est que la récupération de l'information sur les phases (à corriger) se fait en dynamique, c'est-à-dire que l'optimisation se fait avec une évolution continue des données expérimentales d'entrée et non pas en statique sur un seul jeu de mesures. Nous avons montré numériquement que la multiplicité des points de mesure (autant que de faisceaux) et le traitement parallèle des données, offraient une convergence rapide (mesurée à ce stade en nombre d'itérations) et répétable, quasi indépendante de la taille du

réseau d'émetteurs. Ainsi, d'après les résultats des simulations, moins de 25 itérations suffisent pour co-phaser jusqu'à 400 voies amplificatrices. L'évolution asymptotique de ce nombre d'itérations avec le nombre d'émetteurs semble montrer que la méthode restera aussi rapide pour des réseaux contenant bien plus de 400 émetteurs lasers.

L'intérêt de converger aussi rapidement est d'assurer une large bande passante. A cela, doit être associée la fréquence d'échantillonnage du système électronique au sein duquel sera implémenté l'algorithme d'optimisation. Plus cette fréquence sera élevée, plus les itérations seront effectuées rapidement et, si le nombre d'itérations nécessaires pour atteindre le critère de convergence est faible, alors il sera possible de couvrir une bande de fréquences suffisamment large pour corriger les multiples sources de fluctuations de phase. Typiquement, la bande passante minimale visée est environ du kHz (voir Chapitre 3).

A la suite de ces premiers résultats de simulation, la méthode de phasage PIM a été validée par une première réalisation expérimentale. Dans celle-ci, nous avons reproduit à l'aide d'un modulateur spatial de lumière le front d'onde discret distordu que l'on aurait après amplification parallèle dans un réseau de fibres dopées et nous avons appliqué la méthode PIM afin de réduire les erreurs de phase entre émetteurs. La bonne correspondance entre les résultats expérimentaux et théoriques sur un cas d'école, à 16 faisceaux déphasés arbitrairement, a permis de vérifier l'efficacité de notre méthode PIM. A l'aide du banc modèle, nous avons également comparé la vitesse de convergence et la répétabilité de cette méthode avec celles données par la méthode itérative concurrente (SPGD). Nous avons mis en évidence le gain en vitesse de convergence apporté par la méthode PIM ainsi que sa très faible sensibilité aux phases à corriger comparativement à la technique SPGD.

La suite de mes travaux a consisté à démontrer, en vraie grandeur, avec des réseaux de lasers à fibre, ce nouveau principe de mise en phase. Il s'agit alors de compenser les écarts de phase d'un système fibré à amplification parallèle, qui évoluent dans le temps avec les perturbations environnementales (thermiques, mécaniques, acoustiques). Je présente l'ensemble de ces travaux dans le chapitre suivant.



Chapitre IV. Mise en phase active par approche itérative rapide : démonstration expérimentale du phasage de réseaux d'émetteurs fibrés délivrant jusqu'à 5W de puissance

IV.1. Introduction

Dans le chapitre précédent, j'ai rapporté le principe de la méthode de phasage PIM développée lors de ma thèse ainsi que la première démonstration de principe effectuée avec un banc modèle. Les travaux réalisés avec ce banc modèle, reproduisant le réseau de faisceaux déphasés dont on cherche à corriger les écarts de phase, ont servi d'étape de validation de la méthode. L'objectif de ce dernier chapitre est l'étude du procédé de mise en phase PIM avec un système laser à amplification parallèle en vraie grandeur.

La première partie de ce chapitre est dédiée à la présentation de l'arrangement pupillaire choisi pour la mise en œuvre expérimentale et son impact sur le système réalisant le contraste de phase. La maille triangulaire a été préférée à la maille carrée utilisée jusqu'alors, pour augmenter le taux de remplissage en champ proche et par conséquent réduire le poids des lobes de réseau de la figure d'interférences par rapport à celui du lobe central. Ce choix a impliqué de redéfinir la fonction de transfert du système à contraste de phase et les caractéristiques opto-géométriques du filtre.

La suite de ce chapitre est consacrée aux réalisations expérimentales ayant impliqué des voies amplificatrices fibrées. Dans un premier temps, je présenterai les travaux réalisés avec une matrice de sept émetteurs, délivrant chacun une puissance allant jusqu'à 5W. Je commencerai par une description du montage expérimental. Les performances de cette première réalisation seront décrites au travers de la qualité de la mise en phase et de la dynamique de phasage.

Je terminerai ce chapitre en présentant les travaux de mise en phase active de trente-sept voies amplificatrices fibrées par notre méthode PIM. L'objectif visé ici est de démontrer la capacité de la technique à combiner de façon efficace un grand nombre de lasers et d'obtenir dans le même temps le record du nombre de lasers à fibre mis en phase par voie active. De la



même manière que dans la restitution des travaux effectués avec sept émetteurs, je présenterai tout d'abord le montage expérimental, puis les performances associées.

IV.2. Système optique à contraste de phase pour un arrangement pupillaire à maille triangulaire

Comme évoqué en introduction, les travaux présentés ici ont utilisé un nouvel agencement des faisceaux au niveau du réseau de lentilles de collimation. De la maille carrée exploitée au sein du banc modèle, nous avons fait le choix de passer à un agencement hexagonal à maille triangulaire, pour augmenter le taux de remplissage.

La Figure IV-1 ci-dessous illustre le champ proche à la sortie d'une matrice à maille triangulaire de sept faisceaux, ainsi que la figure d'interférences en champ lointain correspondante.

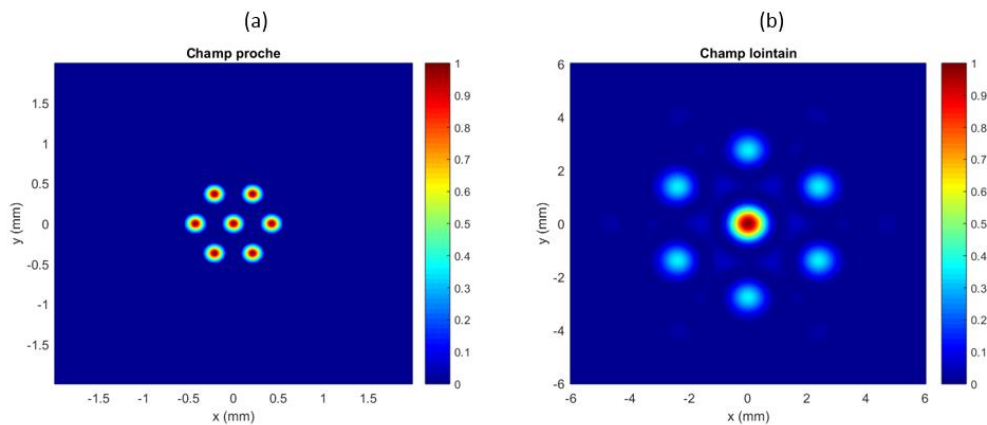


Figure IV-1 : Représentations du champ proche contenant sept émetteurs disposés selon une maille triangulaire, dont le taux de remplissage est de 0,6 (a), et du champ lointain correspondant observable au foyer image d'une lentille convergente de focale +1m (b).

Les champs proche et lointain illustrés ici correspondent à une matrice de faisceaux dont le taux de remplissage est de 0,6, valeur correspondant à celle de la matrice de faisceaux utilisée lors des réalisations expérimentales, présentées dans la partie IV.3 de ce chapitre. Nous pouvons remarquer que la figure de diffraction à l'infini possède comme dans le cas de la maille carrée des symétries imposées par la géométrie de la maille. On y trouve un lobe central de poids le plus élevé, ainsi que six lobes de réseau disposés selon une symétrie centrale autour du lobe principal. Des lobes secondaires, situés entre le lobe central et les lobes de réseau sont la signature de l'égalité des phases entre émetteurs.

Avec cet arrangement pupillaire, le plot central déphasant du filtre à CdP devrait avoir une base hexagonale liée à la géométrie de la pupille des faisceaux en champ proche. Pour relâcher les contraintes de fabrication, nous avons opté pour un plot déphasant de forme circulaire. Le diamètre du plot déphasant (noté d_{plot}) est proportionnel à celui du lobe central de la figure d'interférences en champ lointain obtenue lorsque tous les faisceaux sont en phase. Il est donc inversement proportionnel à celui de la pupille globale en champ proche, qui correspond à un cercle de diamètre $d_{pupille}$, contenant l'ensemble des faisceaux du réseau et s'arrêtant à $1/e^2$ en intensité des faisceaux les plus extérieurs. Le paramètre α à optimiser est donné par la relation suivante :

$$\alpha = \frac{d_{plot}}{2,44 \cdot \frac{\lambda \cdot f}{d_{pupille}}} \quad (47)$$

Avec :

- λ : la longueur d'onde de travail (ici 1064nm),
- f : la distance focale de la lentille formant la figure d'interférences,
- $d_{pupille}$: le diamètre de la pupille circulaire en champ proche contenant l'ensemble des faisceaux et s'arrêtant à $1/e^2$ des faisceaux les plus extérieurs.

En tenant compte de ce nouvel agencement, il a fallu déterminer la nouvelle expression des champs filtrés b_n , en fonction des champs initiaux (champ proche avant filtrage) a_n . L'intégralité des calculs ayant mené à cette expression est détaillée en Annexe B.

$$b_n \approx \beta \cdot a_n + 2 \cdot (j - \beta) \cdot \left(\frac{0.61 \cdot \pi \cdot \alpha \cdot 2 \cdot \omega_0}{N_r \cdot p} \right)^2 \cdot \sum_{m=1}^N a_m \cdot \frac{J_1 \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot r \cdot \rho_{n,m}}{\lambda \cdot f} \right)}{\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot r \cdot \rho_{n,m}}{\lambda \cdot f} \right)} \quad (48)$$

Avec :

- λ : longueur d'onde de travail (ici, 1064 nm),
- ω_0 : rayon à $1/e$ en champ des faisceaux élémentaires supposés de profil gaussien,
- p : entraxe des faisceaux en champ proche,
- j : déphasage induit par le filtre à contraste de phase,
- n : numéro de l'émetteur repéré comme indiqué en annexe B,
- N : nombre d'émetteurs de la matrice,
- N_r : nombre d'émetteurs sur la grande diagonale la matrice,
- J_1 : fonction de Bessel de 1^{ère} espèce, d'ordre 1 liée à la diffraction par le filtre à CdP de profil circulaire

- $r = \frac{d_{plot}}{2}$: rayon du plot de phase,
- $\rho_{n,m}$: distance séparant l'émetteur n de l'émetteur m,
- α : diamètre du plot de phase normalisé au diamètre du lobe central de la figure d'interférences des émetteurs en phase
- β : réflectivité périphérique (en intensité) du filtre à CdP, fixé à 4%

De cette expression, nous en avons déduit la matrice de transfert du système de filtrage à CdP, donnée par :

$$[F] \approx \beta \cdot [I] + 2 \cdot (j - \beta) \cdot \left(\frac{0.61 \cdot \pi \cdot \alpha \cdot 2 \cdot \omega_0}{N_{r,p}} \right)^2 \cdot [J] \quad (49)$$

Avec :

- $[I]$: matrice identité,
- $[J]$: matrice de couplage diffractif tenant compte de la nouvelle géométrie du filtre à CdP (diffraction en figure d'Airy).

Nous avons alors procédé à de nouvelles investigations numériques visant à vérifier si les performances de la méthode, ainsi que le choix des paramètres opto-géométriques du filtre, dépendaient de la géométrie de la matrice de faisceaux. Pour cela, j'ai tracé des nappes de convergence pour diverses tailles de matrice de faisceaux. Du fait de la structure particulière de la nouvelle matrice, les nombres de faisceaux sont définis par le nombre de couronnes que l'on considère. Je traite ici les cas de matrices contenant de 7 à 127 émetteurs, respectivement de 1 à 6 couronnes.

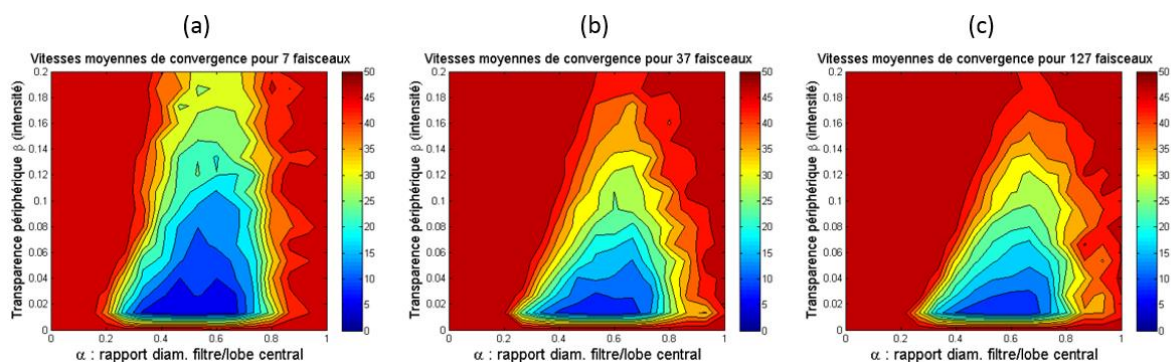


Figure IV-2 : Nappes de convergence pour des matrices de 7 émetteurs (a), de 37 émetteurs (b) et de 127 émetteurs (c), avec un taux de remplissage $\tau=0,6$ conformément à la matrice utilisée expérimentalement. Ces nappes sont les résultats de moyennes faites sur 200 tirages de phases initiales aléatoires.



Les figures ci-dessus nous montrent tout d’abord que les valeurs des paramètres opto-géométriques du filtre permettant les convergences les plus rapides, restent les mêmes que dans le cas de la matrice à maille carrée de même taux de remplissage, et ce quel que soit le nombre d’émetteurs à mettre en phase. Pour rappel, nous avons choisi de fixer à $\alpha=0,6$ car c’est la valeur permettant les convergences le plus rapides. La valeur de β^2 est fixée à 4% ce qui correspond à une réflexion d’une lame de verre non-traitée. Comme expliqué dans le chapitre précédent, cela nous a permis de trouver un compromis entre simplifier la réalisation du filtre à CdP et malgré tout rester dans une configuration de filtre permettant des convergences rapides.

De la même manière que pour la maille carrée, le tracé de l’évolution du nombre d’itérations nécessaires pour atteindre le critère de convergence en fonction du nombre d’émetteurs dans le réseau nous a permis de caractériser la sensibilité de la méthode au nombre de voies à co-phaser (Figure IV-3)

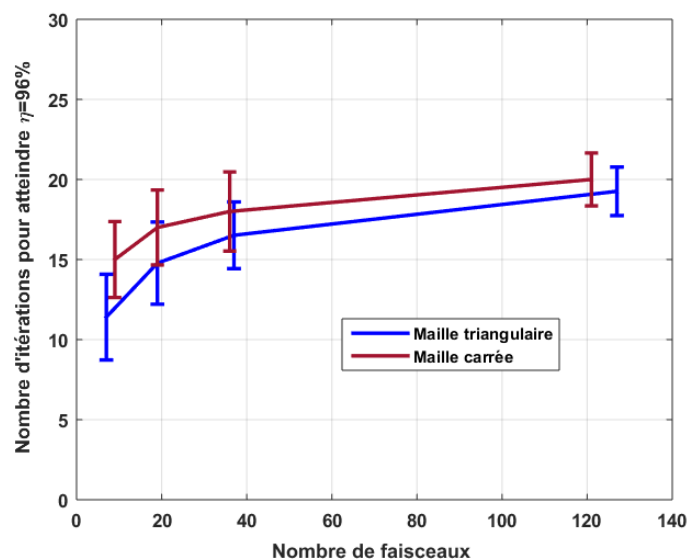


Figure IV-3 : Evolution du nombre moyen d’itérations nécessaires pour atteindre le critère de convergence dans les cas de matrices à mailles carrée (courbe brune) et triangulaire (courbe bleue), avec $\tau= 0,6$. Les résultats affichés ici sont des moyennes sur 200 tirages de phases aléatoires. Les barres d’erreurs renseignent sur l’écart-type autour de ces valeurs moyennes.

Nous pouvons voir ici que seules 12 itérations sont nécessaires pour 7 faisceaux, et que ce nombre passe à 19 dans le cas d’un réseau de 127 émetteurs. Les résultats obtenus en maille carrée sont très proches de ceux obtenus avec la maille triangulaire montrant que la méthode est à la fois peu sensible au nombre d’émetteurs à co-phaser, et à l’agencement dans lequel ils

sont disposés. De plus, les faibles écart-types autour de ces valeurs moyennes montrent à nouveau la faible dépendance de la méthode face aux conditions de phases initiales.

La suite des travaux a consisté à mettre en place des bancs expérimentaux utilisant ce nouvel agencement de faisceaux en champ proche, et démontrant cette fois l'efficacité de la méthode lorsque des voies amplificatrices fibrées sont mises en jeu.

IV.3. Mise en phase de réseaux d'amplificateurs fibrés au moyen de la méthode PIM

L'objectif de ces nouveaux travaux expérimentaux a été de démontrer la possibilité de mettre en phase les rayonnements issus d'un réseau parallèle d'amplificateurs à fibre au moyen de la méthode PIM et d'en tester les performances. Dans une première étape, le but a été de réaliser la synchronisation en phase de sept faisceaux laser amplifiés. Suite aux résultats de cette première expérience, un ensemble plus important de trente-sept amplificateurs à fibre dopée ytterbium a été construit et mis en phase.

IV.3.1. Présentation du banc expérimental dédié à la mise en phase de sept émetteurs fibrés

La Figure IV-4 ci-dessous décrit le banc expérimental conçu et mis en place pour démontrer la mise en phase de sept émetteurs fibrés au moyen de la méthode PIM.



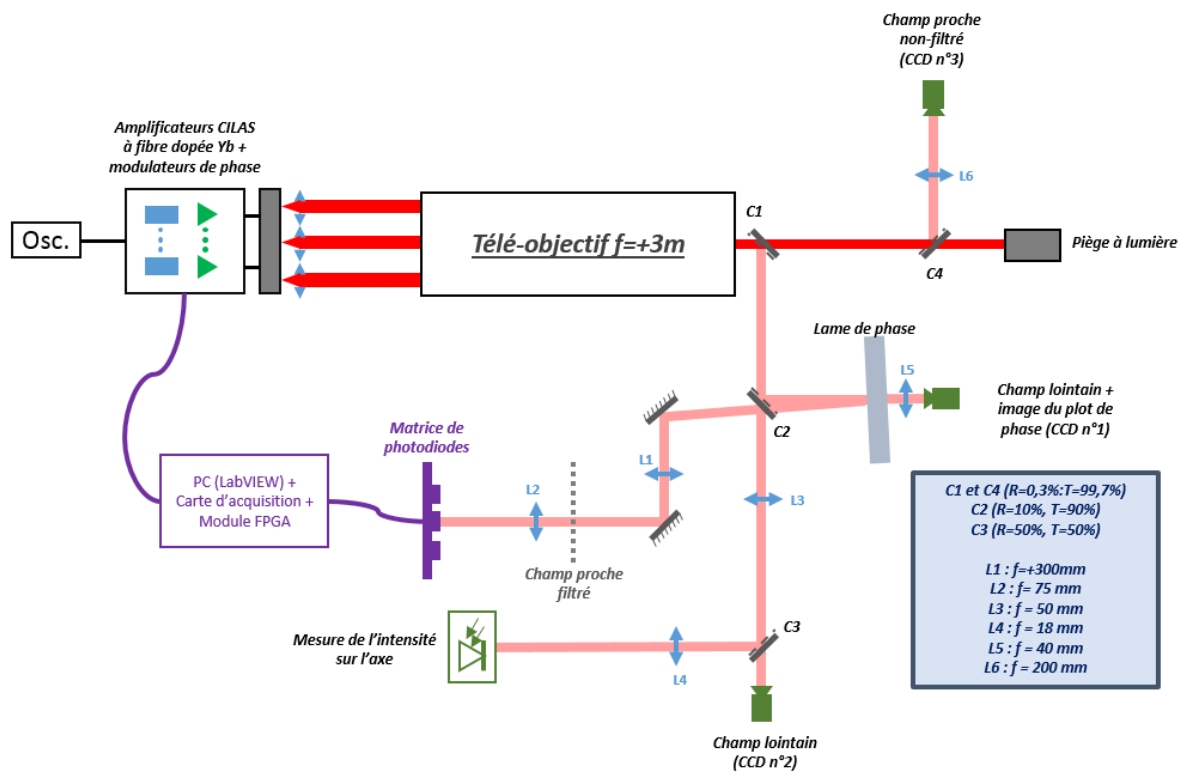


Figure IV-4 : Schéma du banc expérimental dédié à la mise en phase des sept faisceaux amplifiés par fibre optique.

Nous retrouvons ici une architecture amplificatrice de type MOPA, composée d'une diode laser fibrée servant d'oscillateur maître, émettant un rayonnement monomode, polarisé rectilignement à la longueur d'onde de 1064 nm. Ce rayonnement est réparti de manière égale sur huit voies fibrées à la sortie d'une cascade de coupleurs, tous composés de fibres à maintien de polarisation. Les huit rayonnements sont injectés dans les voies amplificatrices disposées en parallèle. Ces chaînes amplificatrices, conçues et développées par l'entreprise CILAS sont constituées de fibres à double-gaine dopées ytterbium, à maintien de polarisation, permettant d'obtenir des puissances de sortie allant jusqu'à 5W (sur chaque voie). Nous nous sommes assurés pour ces expériences de conserver des différences de marche entre voies amplificatrices bien inférieures à la longueur de cohérence du rayonnement de l'oscillateur maître (L_c). Le critère que nous nous sommes fixés est $\sigma_{\Delta L} < \frac{L_c}{10}$, où $\sigma_{\Delta L}$ est l'écart quadratique moyen des longueurs entre voies amplificatrices. La largeur spectrale de rayonnement sur chaque voie est ici de 1MHz, soit une longueur de cohérence de 300m, ce qui fixe notre critère à 30m. Dans ces conditions, il n'est pas apparu nécessaire d'utiliser des lignes à retard pour compenser les différences de marche entre voies.

Les extrémités des voies amplificatrices sont soudées à des connecteurs à maintien de polarisation, arrangés selon une structure hexagonale. Cet ensemble de sept connecteurs est placé en amont d'un réseau de sept lentilles de collimation de même géométrie pour former en sortie du système, le réseau de faisceaux à pupille densifiée ($\tau = 0,6$). Ce système de densification pupillaire a également été conçu et réalisé par l'entreprise CILAS.

Le banc expérimental mis en place lors de ces premières expériences est illustré par les photographies de la Figure IV-5.

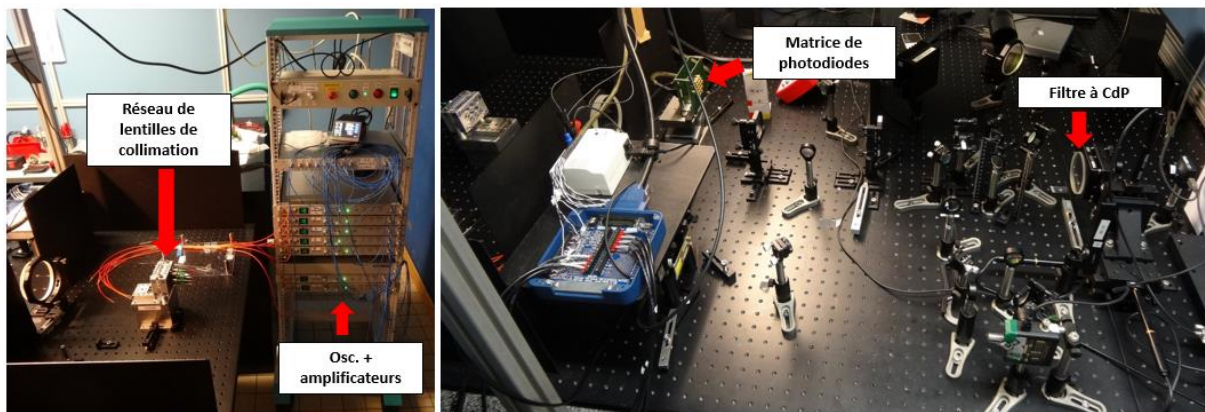


Figure IV-5 : Photographie du banc expérimental décrit par le schéma de la Figure.IV-4 Sur la photographie de gauche nous voyons le rack contenant l'architecture MOPA. La photographie de droite illustre le banc optique contenant le système imageur filtrant.

Si dans le principe, le schéma du banc optique de la méthode PIM est simple (système afocal intégrant l'objet filtrant dans le plan focal commun aux deux lentilles), sa conception nécessite d'adapter les dimensions du champ multi-pupillaire à celle du filtre à CdP, et à celles de la matrice de détecteurs, tout en limitant les aberrations dues à l'enchaînement de lentilles et autres optiques relais.

La matrice de lentilles de collimation délivre des faisceaux gaussiens de 9,4 mm de diamètre à $1/e^2$ en intensité, disposés régulièrement dans un agencement à maille triangulaire, dont l'entraxe est de 16 mm, menant à un taux de remplissage de $\tau=0,6$. La dimension du plot déphasant du filtre à CdP est de 100 μm (je justifierai le choix de cette dimension de filtre à CdP dans la suite de cette partie). Avec de telles dimensions, la première lentille convergente du doublet doit avoir une focale de 3m. Sachant que celle-ci doit être utilisée entre ses plans conjugués, l'encombrement correspondant pour réaliser la première opération de

transformation de Fourier est de 6m. Pour éviter cette configuration, la solution plus compacte mais plus complexe que nous avons choisie, consiste à utiliser un ensemble de lentilles formant un télé-objectif. Cela a permis de disposer d'une focale équivalente de 3m dans un encombrement réduit à 1m. La constitution du télé-objectif a été obtenue au moyen de calculs faits sous Zemax, et est décrite par le schéma de la Figure IV-6 ci-dessous.

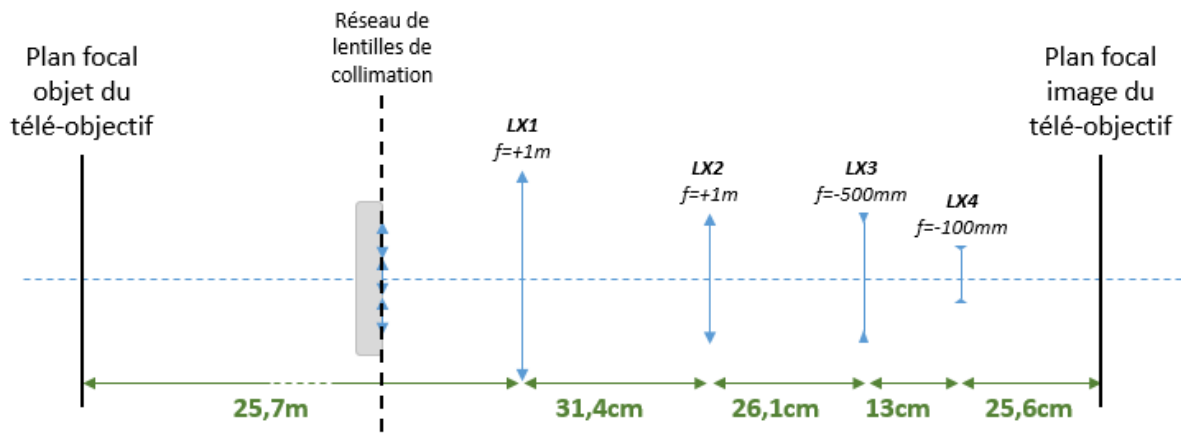


Figure IV-6 : Schéma du télé-objectif utilisé pour la mise en place de la méthode PIM dans l'expérience du phasage des 7 émetteurs fibrés. Ce dernier est composé de 4 lentilles (convergentes et divergentes) et permet de disposer d'une focale équivalente de 3m dans un encombrement de 1m.

Le plan focal image du télé-objectif est le lieu où doit être placé le filtre à CdP. C'est aussi dans ce plan que doivent se superposer les sept faisceaux issus de la matrice de lentilles. J'ai repéré et imagé ce plan dont l'abscisse est donnée par le résultat des calculs sous Zemax (plan situé à 25,6 cm de la lentille LX4). La Figure.IV-7 montre l'éclairement relevé par une caméra CCD en ce plan.

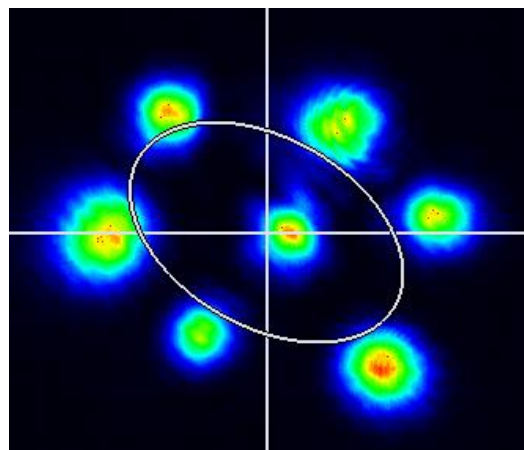


Figure IV-7 : Image enregistrée avec caméra CCD placée dans le plan focal image du télé-objectif correspondant au champ lointain du plan de la matrice de lentilles.

Elle a fait apparaître d'importants défauts liés à la réalisation de la matrice de collimation délivrant les faisceaux en champ proche. Dans la liste de ces défauts, j'ai identifié :

- Des défauts de centrage de chaque sortie de fibre par rapport à sa lentille de collimation dans la matrice.
- Des défauts de pointé, conduisant à d'importants écarts de position dans le plan de meilleur recouvrement comme nous verrons par la suite,
- Une mauvaise collimation de chaque faisceau, se traduisant par des faisceaux de diamètres différents en champ lointain.

A ce stade, j'ai fait le choix de m'écarter des recommandations issues des calculs effectués sous Zemax. J'ai cherché de manière empirique une configuration de télé-objectif (positions des lentilles LX1 à LX4 sur la Figure IV-6), offrant le meilleur recouvrement des faisceaux dans le plan repéré par la caméra CCD, tout en préservant une figure la plus confinée possible et une focale d'environ 3m. La Figure IV-8-(a) illustre le speckle résultant de la superposition cohérente des 7 faisceaux, observé dans le plan focal pour la nouvelle configuration de télé-objectif. Afin d'analyser plus en détail leur recouvrement, j'ai repéré pour chacun des faisceaux le barycentre et le diamètre mesuré à $1/e^2$ en intensité. La Figure IV-8-(b), rapporte ces informations.

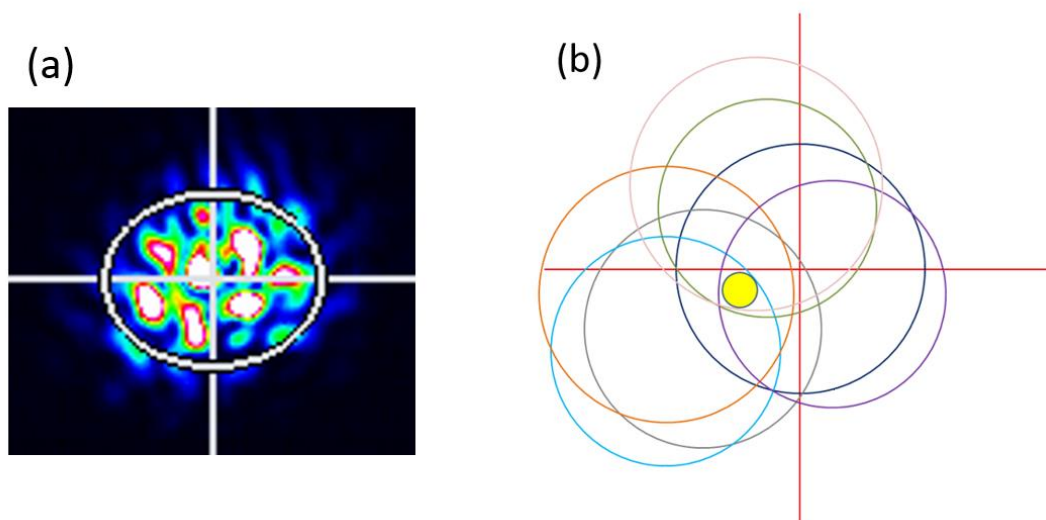


Figure IV-8 : Figure d'interférences relevée dans le plan focal image du télé-objectif après ajustement (a), représentation qualitative du recouvrement des faisceaux correspondant au champ lointain de la figure de gauche (b). Le réticule rouge représente la position du barycentre du faisceau central de l'agencement pupillaire. Le disque jaune représente la zone de recouvrement des tous les faisceaux.

Nous pouvons remarquer sur la Figure IV-8-(b) que le recouvrement entre les faisceaux est très faible. La zone commune est représentée par la surface circulaire jaune, dont le diamètre n'est que de $80\mu\text{m}$, pour des faisceaux de 450 à $500\mu\text{m}$ de diamètre dans ce même plan. Une autre façon de mesurer le recouvrement des faisceaux a été de les observer en champ lointain en faisant apparaître le plot déphasant du filtre à CdP. Les images enregistrées sont présentées en Figure IV-9 ci-dessous.

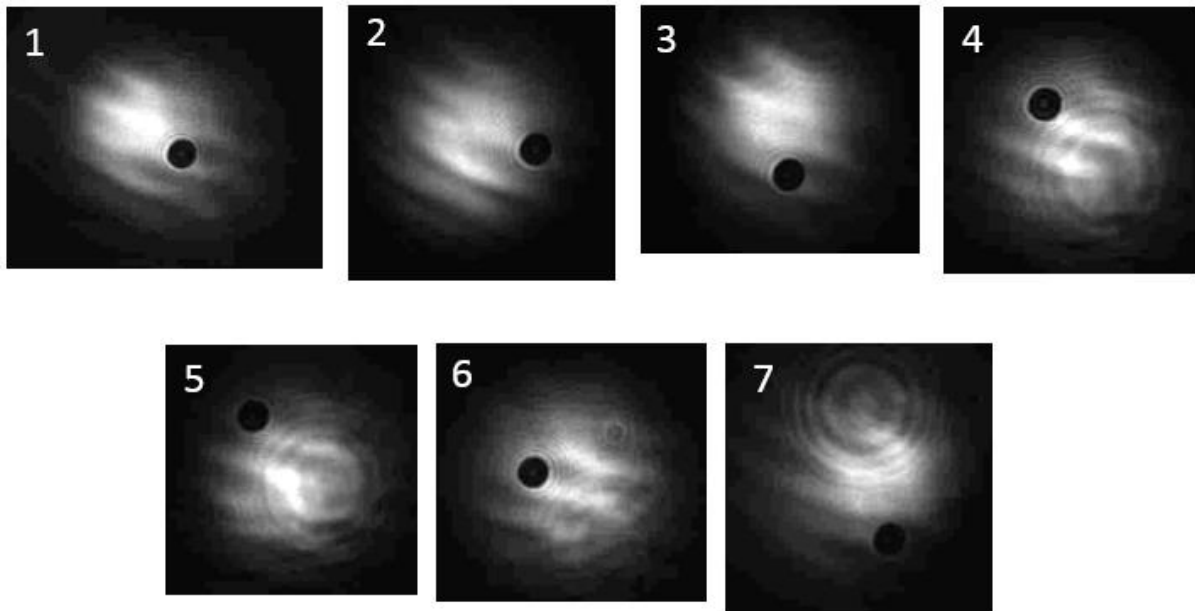


Figure IV-9 : Image enregistrée en champ lointain illustrant les positions de chaque faisceau par rapport au plot du filtre à CdP. Les images sont obtenues en plaçant la caméra CCD derrière le filtre à CdP, ce qui explique que le plot déphasant et réfléchissant apparaisse sombre. Les franges rectilignes sont des parasites dues à une densité optique placée devant le capteur CCD. Le faisceau n°1 correspond à celui au centre du réseau, tandis que les faisceaux 2 à 7 correspondent à ceux de la couronne.

Le plot réflecteur et déphasant a été réalisé par des techniques de dépôt de couches minces sur un substrat en silice. En réalité, l'objet comporte 64 plots déphasant formant plusieurs séries de filtres à CdP de diamètres différents. Une observation au microscope m'a permis d'évaluer la qualité des différents plots et de sélectionner celui apparaissant comme le plus exploitable. Le procédé de réalisation de ce composant est complexe et ce premier essai n'a conduit qu'à un unique filtre sans défaut majeur. Son diamètre de $100\mu\text{m}$ a fixé le choix de la configuration « 3m » du télé-objectif présenté précédemment, de sorte à avoir un paramètre α en conformité avec le résultat des simulations numériques ($\alpha=0,6$). La Figure IV-10 est une image enregistrée au microscope à contraste de phase du plot déphasant du filtre à CdP retenu.

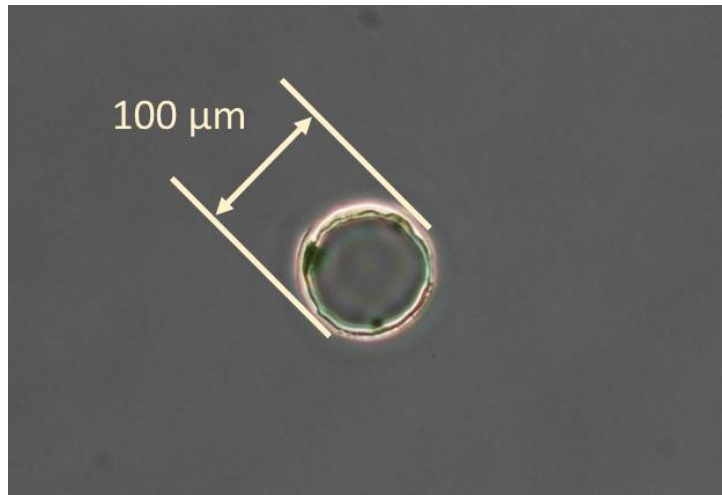


Figure IV-10 : Image du plot déphasant du filtre à CdP utilisé dans les expériences de mise en phase. L'image a été produite en lumière blanche par un microscope à contraste de phase.

Nous observons ici un motif circulaire de 100μm de diamètre, aux bords relativement francs. L'état de surface est bon dans le sens où il apparaît uniforme et sans résidu de résine. Le plot déphasant a une surface traitée de sorte à être totalement réfléchissante à la longueur d'onde de travail. La partie périphérique de ce plot est non-traitée permettant de disposer d'un coefficient de réflexion en intensité de 4% en adéquation avec la valeur fixée lors des simulations numériques.

Le reste du banc est constituée d'une lentille convergente L1 formant un afocal réducteur avec le télé-objectif. Elle affiche en son plan focal image, le champ proche filtré dont les dimensions doivent être adaptées pour se superposer à la matrice de photodiodes. Pour ce faire, j'ai utilisé une dernière lentille (L2), de focale 75 mm, réalisant une reprise d'image avec un grandissement d'environ $|\gamma| = 7$. L'objectif a été ici de passer d'un pas de 1,6 mm entre faisceaux, à un pas de 11mm, correspondant à l'espacement des photodiodes. Le taux de remplissage de la matrice de cette matrice de photodiodes est inférieur à celui du réseau d'émetteurs, et vaut ici environ 0,33.

La matrice de photo-détecteurs, conçue et réalisée par CILAS, est composée de photodiodes de grande bande passante. Les signaux renvoyés par cette matrice servent de données d'entrée à l'algorithme d'optimisation PIM, implémenté au sein d'un module FPGA (pour « *Field-Programmable Gate Array* »). Ce dernier, constitué d'un ensemble de portes logiques reconfigurables à volonté, permet une exécution d'un programme à très haute cadence, et un traitement des données en parallèle. Nous verrons dans la suite de ces travaux que le temps

d'horloge du FPGA a été fixé à $15\mu\text{s}$, correspondant à une fréquence d'échantillonnage de 67 kHz, ce qui est très élevée et permet de ne pas être limité en bande passante par l'unité de calcul elle-même. La programmation de ce module a nécessité l'emploi du logiciel LabVIEW. La méthode de construction diffère ici des VIs classiques, dans le sens où il ne gère que des opérations simples (du type arithmétiques et produit de matrices par exemple). Les nombres complexes ne sont quant à eux pas pris en charge. Nous avons alors été contraints de traiter le problème en considérant séparément les parties réelles et imaginaires des champs. Nous avons procédé à la programmation de l'algorithme d'optimisation de la méthode PIM sur le FPGA. A cela nous avons ajouté des fonctions permettant de sélectionner différents types d'exécution du programme. Un premier mode a pour objectif de faire fonctionner le système en boucle ouverte, un second de le faire fonctionner en boucle fermée. Un troisième mode consiste à fermer et ouvrir la boucle d'asservissement périodiquement, de sorte à pouvoir caractériser la dynamique du phasage. Nous verrons lors de la présentation des résultats expérimentaux de quelle manière ce mode de fonctionnement a été exploité.

Les données fournies par le module FPGA sur des sorties analogiques d'une carte d'acquisition, sont les valeurs de tensions à appliquer aux modulateurs de phase, placés en amont de chaque chaîne amplificatrice. Ces derniers sont des composants classiques du commerce, disposant d'une bande passante de plusieurs dizaines de MHz.

Enfin, deux caméras CCD placées sur des voies de métrologie m'ont permis d'observer l'évolution du champ lointain au fil des processus de convergence. La première (n°1 sur le schéma de la Figure IV-4) permet l'observation du champ lointain au travers du filtre à CdP. Il est ainsi possible d'observer le positionnement du filtre dans la figure d'interférence en champ lointain. La seconde caméra (n°2 sur la Figure IV-4) affiche la même image que la caméra n°1 mais sans le filtre à CdP, après une reprise d'image réalisée au moyen de la lentille L3. Une troisième caméra (n° 3 sur la Figure IV-4) affiche le champ proche, imagé au moyen d'un montage afocal réducteur.

J'ai également utilisé une photodiode placée en champ lointain (successions de reprise d'image au moyen des lentilles L3 puis L4) pour mesurer l'évolution de la puissance crête autour de l'axe moyen de propagation, au cours des processus de convergence. Il m'a ainsi été possible de caractériser la dynamique de phasage du système en termes de temps de convergence, de nombre d'itérations et de bande passante.



Une fois ce banc expérimental installé, j'ai pu procéder aux premiers essais de mise en phase des 7 émetteurs, et c'est ce que je présente dans la suite de manuscrit.

IV.3.2. Démonstration expérimentale du phasage d'un réseau de sept voies amplificatrices fibrées au moyen de la méthode PIM

IV.3.2.1. Prise en compte des défauts expérimentaux de pointé et de collimation dans le calcul numérique du champ lointain et de la qualité de phasage associée

Connaissant les positions relatives des faisceaux en champ lointain, ainsi que leurs dimensions nous avons estimé de manière numérique l'allure du champ lointain résultant de la somme cohérente de sept faisceaux en phase, exempts d'aberrations, présentant uniquement des défauts de pointé et de taille. C'est ce qu'illustre la Figure IV-11 ci-après.

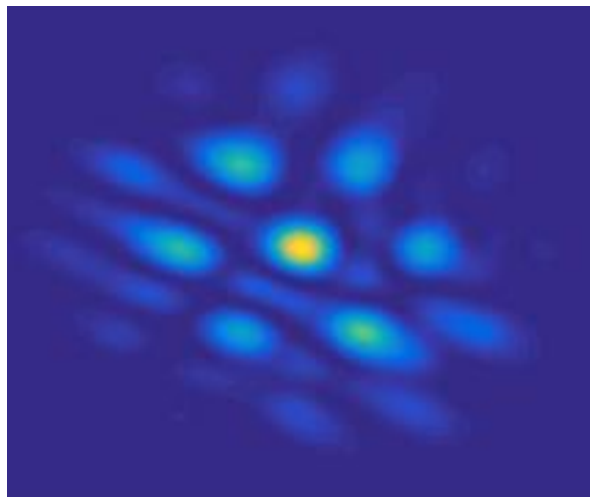


Figure IV-11 : Image du champ lointain calculé à partir de données expérimentales (positions et diamètre des faisceaux en champ lointain).

Nous pouvons remarquer ici que la prise en compte des défauts de pointé et de collimation modifie l'allure du champ lointain. De l'énergie apparaît dans des zones théoriquement sombres, et les amplitudes des lobes de réseau sont plus élevées, ce qui a pour conséquence principale de dégrader la qualité de la mise en phase. En raison de la charge thermique au niveau de certaines optiques, il n'a pas été possible de faire des mesures répétées et justes de l'efficacité de combinaison. J'ai alors utilisé le PRIB (*Power Ratio In the Bucket*), qui est un paramètre qui fait le rapport entre la quantité de puissance passant au travers d'une pupille dont l'ouverture correspond au diamètre du lobe central de la figure d'interférences en



champ lointain (P_{LC}), et la puissance totale en champ lointain (P_{tot}). Le PRIB est donné par la relation suivante :

$$PRIB(\%) = \frac{P_{LC}}{P_{tot}} \times 100$$

Dans le cas théorique (faisceaux en phase, identiques en tous points et se recouvrant parfaitement en champ lointain), la valeur du PRIB atteint 35% pour un taux de remplissage de 0,6 correspondant au cas de l'expérience. Lorsque les défauts de pointé et de collimation sont pris en compte dans le calcul du champ lointain théorique, le PRIB chute à 15,5% (Figure IV-11).

IV.3.2.2. Procédure de réglage

Une étape importante dans la procédure de réglage est l'égalisation des amplitudes des faisceaux du réseau. Ce réglage n'est pas critique si l'on s'intéresse uniquement au résultat de la superposition cohérente d'ondes légèrement déséquilibrées en puissance. Un faible déséquilibre n'affecte que très peu le contraste de la figure d'interférences. Par contre, dans le processus d'optimisation que nous utilisons, cette égalisation des amplitudes est à effectuer en particulier au niveau de la matrice de détection avant la mise en place du filtre à contraste de phase. Ainsi, les puissances relatives détectées sont celles utilisées pour calculer les phases de référence servant de contrainte dans l'algorithme. Dans la mise en œuvre, on place le plot déphasant hors du champ laser de sorte à avoir une image non filtrée du champ proche au niveau des photodiodes, et on égalise le cas échéant les puissances entre émetteurs au travers des signaux renvoyés par les détecteurs. Pour ce faire, on cale la position transversale du champ proche ré-imagé sur celle de la matrice de photodiodes, afin que les deux se superposent au mieux.

Il est possible également de prendre en compte des écarts de puissance résiduels à la détection en introduisant un facteur correctif que l'on applique aux tensions relevées par les photodiodes. Ce facteur correctif est ensuite appliqué dans les étapes d'optimisation en présence du filtre à CdP.

Une fois le réglage jusqu'à la matrice de photodiodes effectué, le filtre à CdP est remplacé dans le champ laser, au plus près de son barycentre. La boucle d'asservissement peut alors être

fermée, par action sur les commandes de la face avant du VI de contrôle du FPGA au sein duquel est implémenté l'algorithme PIM.

IV.3.2.3. Démonstration expérimentale de la combinaison cohérente de 7 faisceaux lasers et estimation de la qualité de la mise en phase.

Lorsque l'asservissement fonctionne, la caméra 2 (voir Figure IV-4) placée dans le plan focal image du télé-objectif permet d'analyser l'éclairement résultant de la combinaison en champ lointain. La figure ci-dessous illustre les cas « *boucle ouverte* » (Figure IV-12-(a)), et « *boucle fermée* » (Figure IV-12-(b)).

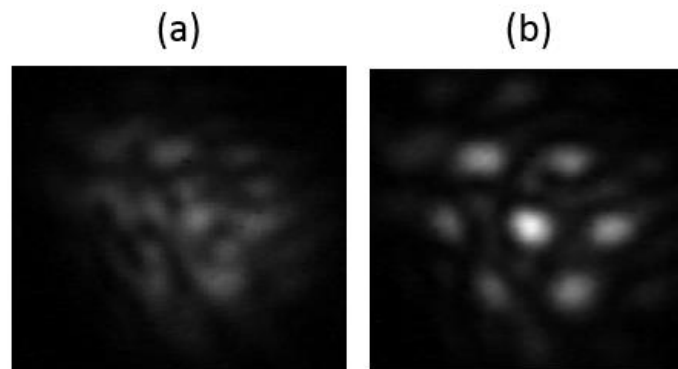


Figure IV-12 : Image du champ lointain en boucle ouverte (a), et en boucle fermée (b).

Lorsque le système d'asservissement n'est pas activé (boucle ouverte), la figure d'interférences en champ lointain est un *speckle* (Figure IV-12-(a)). Cette figure évolue de manière chaotique au fil des fluctuations de phase dues aux perturbations environnementales, et au bruit de phase des amplificateurs. Lorsque l'on active le système d'asservissement des phases (boucle fermée), l'algorithme d'optimisation de la méthode PIM démarre et verrouille les phases entre émetteurs en quelques itérations. On observe un lobe central de plus forte amplitude, entouré de six lobes de réseau, présentant de fortes similitudes avec l'éclairement théorique de la figure Figure IV-12-(b). La figure obtenue expérimentalement présente des dissymétries comme prévu par le calcul numérique (Figure IV-11). En effet, les lobes de réseaux ont des profils spatiaux ovales, et leurs positions ne semblent pas former un hexagone régulier comme dans le cas de la Figure IV-1. De plus, ces lobes ont des amplitudes différentes, contrairement au cas d'un réseau parfait de faisceaux pour lequel la figure présente une symétrie centrale.

Ce résultat constitue la première démonstration de mise en phase par la méthode PIM d'un réseau de lasers à fibre. La figure verrouillée en champ lointain est très stable au cours du temps. Expérimentalement, nous avons obtenu un PRIB de 15,2%, très proche de la valeur estimée numériquement (2% d'écart seulement).

IV.3.2.4. Caractérisation de la dynamique de phasage en termes de temps de convergence et de bande passante

L'évolution du réseau de lasers d'une configuration « *non-phasée* » à une configuration « en phase » est illustrée au moyen de courbes de convergence expérimentales. Comme expliqué dans la description du banc expérimental, nous avons implémenté un mode de fonctionnement consistant à ouvrir la boucle d'asservissement à intervalles réguliers dans le VI contenant l'algorithme d'optimisation. Ces courbes ont été obtenues au moyen d'une photodiode placée en champ lointain qui mesure l'éclairement autour de l'axe moyen de propagation, au travers d'une pupille de filtrage de diamètre inférieur à celui du lobe central de la figure d'interférences (lorsque les faisceaux sont en phase). La Figure IV-13 ci-après illustre un faisceau de vingt courbes correspondant chacune à des conditions de phases initiales différentes (courbes bleues), et qui sont normalisées chacune par leur valeur maximale respective. La moyenne de ses vingt courbes est donnée par la courbe rouge.

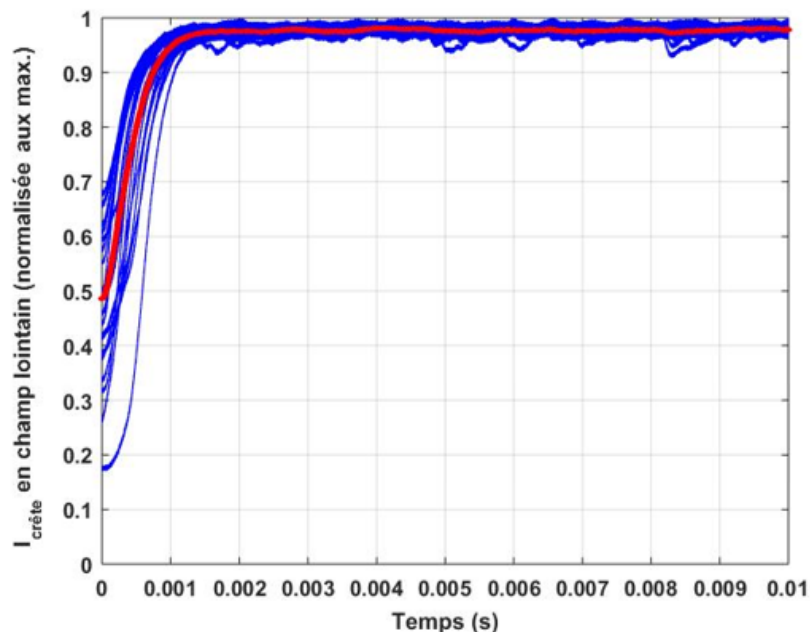


Figure IV-13 : Courbes de convergence expérimentales obtenues dans le cas de la mise en phase de sept émetteurs délivrant chacun 5W. Les vingt courbes bleues correspondent à vingt situations de phases initiales différentes. La courbe rouge représente la moyenne de ces courbes.

Nous pouvons voir ici que les temps de convergence sont relativement proches sur les vingt jeux de phases représentés par les courbes bleues. J'ai mesuré un temps moyen de convergence de $676\mu\text{s}$, qui correspond au temps nécessaire au dispositif de phasage PIM pour atteindre 96% de la valeur maximum d'intensité en champ lointain en régime établi.

Les temps de montée des multiples composants intervenant entre la détection des intensités et l'application des corrections, tels que les photodiodes, ou les modulateurs de phases sont très courts devant le temps d'exécution d'une boucle de notre algorithme d'optimisation. L'ordre de grandeur est environ 1ns contre $15\mu\text{s}$ pour une boucle FPGA. Ainsi, il a été possible d'estimer le nombre moyen d'itérations nécessaire pour atteindre 96% du maximum d'intensité en régime établi, à environ 45 itérations. Ce nombre est nettement plus élevé que ce que prévoient les simulations numériques de la partie II de ce chapitre. Cet écart important peut s'expliquer par la présence des nombreux défauts expérimentaux liés à la matrice de collimation, qui n'ont pas été pris en compte dans la matrice de transfert numérique implémentée dans le module FPGA.

Néanmoins, la Figure IV-13 ci-dessus montre que la dispersion des résultats est très faible, synonyme de bonne répétabilité du processus de convergence, comme prévu par la théorie. A partir d'enregistrements temporels en régime établi, j'ai déterminé la bande passante couverte par le système de phasage PIM, en comparant les densités spectrales de bruit en boucle ouverte et en boucle fermée (voir Figure.IV-14)



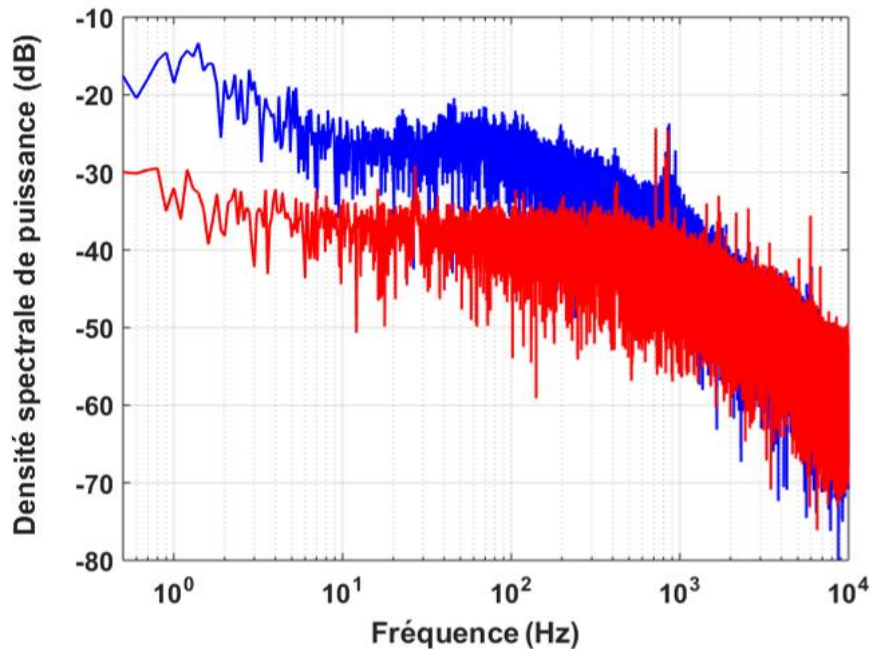


Figure IV-14 : Densités spectrales de puissance en boucle ouverte (courbe bleue), et en boucle fermée (courbe rouge).

La détermination de la valeur de la bande passante a simplement consisté à rechercher le point en fréquence à partir duquel les deux courbes se rejoignent. Le système de mise en phase PIM a ainsi permis de corriger des fluctuations de phase allant jusqu'à environ 1,5kHz, ce qui couvre la plus grosse partie des fluctuations de phase liées aux perturbations environnementales (voir le début du Chapitre 2).

Les travaux présentés dans cette première partie, ont constitué la première démonstration expérimentale de phasage d'un réseau d'émetteurs fibrés au moyen de notre méthode PIM. Nous avons vu que la convergence vers une configuration où les écarts de phase sont réduits au plus, se fait en un temps très court, offrant une bande passante suffisamment large pour compenser la majeure partie des fluctuations de phase. L'observation des figures d'interférences a montré un faisceau combiné structuré, présentant les caractéristiques attendues à savoir un lobe principal de plus forte amplitude, entouré de lobes de réseau, répliques du lobe central. Cette figure d'interférences est apparue déformée en raison de nombreux défauts expérimentaux principalement liés à la matrice de collimation.

Il est important de noter que la technique PIM est efficace malgré les multiples défauts de la matrice de collimation identifiés et décrits précédemment. Ces défauts interviennent dans la fonction de transfert physique (F_{optique} sur la Figure IVII-6) du système de filtrage à CdP mais

n'ont pas été intégrés dans l'expression de la matrice de transfert numérique de ce système. Lors de ces expériences, l'algorithme d'optimisation de la méthode PIM a travaillé avec la matrice de transfert d'un système supposé parfait, c'est-à-dire dépourvues d'aberrations, de défauts de pointés, de positionnement, d'alignement ou autres. La conséquence majeure de travailler avec de tels écarts entre matrices de transfert numérique et physique (optique), est que l'algorithme ne converge pas aussi rapidement que le prévoient les simulations. Malgré les nombreux écarts entre les matrices de transfert numérique et physique, le système d'asservissement des phases parvient à trouver une solution faisant apparaître une figure d'interférences structurée en champ lointain. Ce point met en avant la robustesse de la méthode PIM face à des défauts expérimentaux, et complexes à prendre en compte.

Les biais expérimentaux liés à la matrice de collimation ont constitué les pistes d'améliorations pour le banc expérimental suivant. Il a été question de réduire les erreurs de centrage des sorties de fibre par rapport aux lentilles de collimation, les erreurs de pointés et de collimations. Ces nouvelles expériences sont pleinement décrites dans la partie suivante.

IV.4. Mise en phase de trente-sept voies amplificatrices fibrées : démonstration d'une mise en phase efficace à grand nombre d'émetteurs

Le nouvel objectif était cette fois de démontrer la possibilité de mettre en phase un grand nombre d'émetteurs, à savoir trente-sept, ce qui constitue un record en nombre dans la catégorie des méthodes de mise en phase active.

Je présenterai dans cette nouvelle partie le banc expérimental mis en place, ainsi que les performances toujours au travers de la qualité de la mise en phase quantifiée au moyen du PRIB et de l'efficacité de combinaison. Les résultats en termes de dynamique du phasage seront également présentés au travers du temps moyen de convergence, nombre moyen d'itérations et de la bande passante.



IV.4.1. Présentation du banc expérimental mis en place pour la démonstration du phasage de 37 émetteurs délivrant 5W chacun

Le principe de l'expérience présentée dans cette nouvelle partie est exactement le même que celui de l'expérience ayant été réalisée avec sept émetteurs de 5W chacun. Le schéma du montage correspondant est donné en ci-dessous.

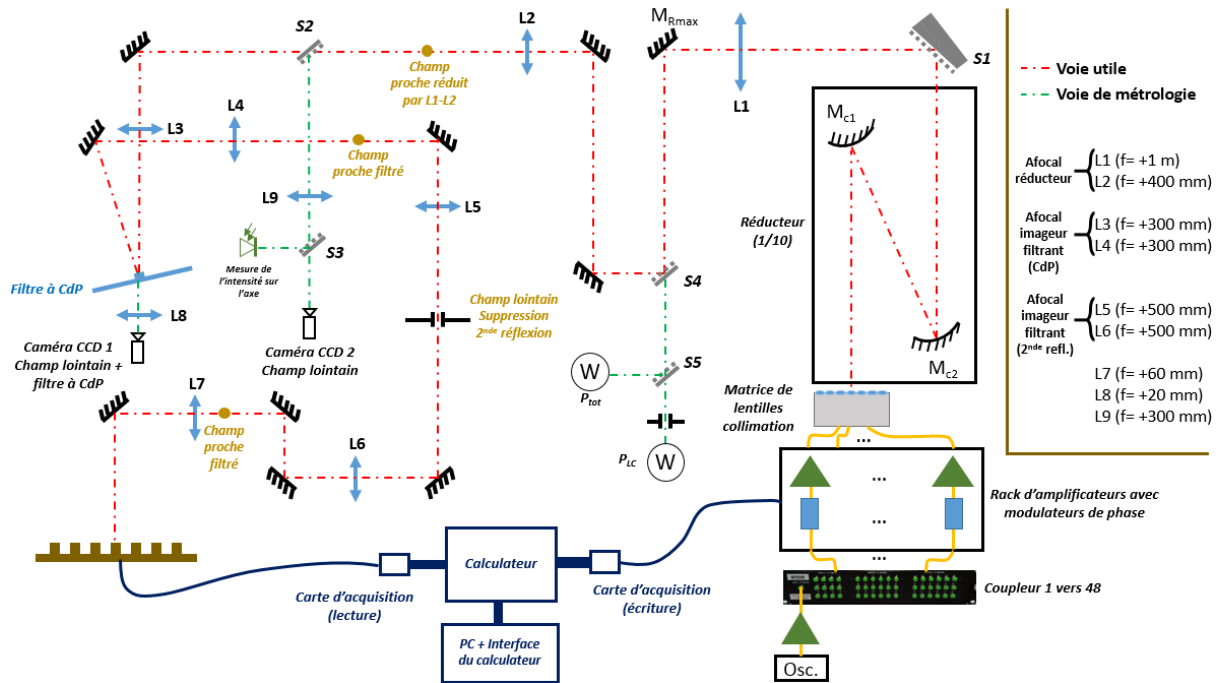


Figure IV-15 : Schéma du banc expérimental ayant permis la mise en phase de 37 émetteurs fibrés au moyen de la méthode PIM.

Si les fonctions des différents blocs du montage ne changent en rien de l'expérience à sept émetteurs, les éléments réalisant ces fonctions ont quant à eux été modifiés en intégralité. Le schéma d'amplification MOPA délivrant les trente-sept faisceaux à mettre en phase est ici constitué d'une diode laser émettant un rayonnement polarisé rectilignement à la longueur d'onde de 1064nm. Ce rayonnement est amplifié par un préamplificateur à deux étages, constitués de fibres optiques monomodes dopées Ytterbium pompées par le cœur.

Le rayonnement amplifié de l'oscillateur maître est réparti sur les 48 voies de sortie d'un coupleur connectorisé à maintien de polarisation. Ce composant, conçu et réalisé sur mesure en collaboration avec l'entreprise SQS *Vlâknová Optika*, est constitué de guides d'onde et coupleurs en technologie planaire dont les accès d'entrée et de sortie sont connectés à des fibres. Seules 37 des 48 voies de sorties de ce coupleur fibré sont utilisées pour alimenter les 37 chaînes

amplificatrices. Ces dernières sont constituées chacune de deux étages d'amplification, composés de fibres à double-gaine dopées ytterbium, à maintien de polarisation. Les rayonnements délivrés par les chaînes amplificatrices parallèles sont assemblés et collimatés suivant un agencement hexagonal, par un dispositif opto-mécanique conçu et réalisé par l'entreprise CILAS. Le taux de remplissage est cette fois de 0,75, et les rayonnements émis ont une longueur de cohérence allant de quelques mètres à plusieurs centaines de mètres. L'ajustement des longueurs de cohérence s'est fait au moyen d'un montage électronique réalisant l'élargissement spectral d'une source initialement de spectre étroit. L'intérêt de ce montage a été d'adapter la largeur du spectre au niveau de puissance de sortie des amplificateurs, de sorte à limiter l'apparition de rayonnements contra-propagatif dus à la diffusion Brillouin stimulée. La gamme de largeurs spectrales couverte allait de 1MHz à 400MHz, correspondant respectivement à des longueurs de cohérence de 300m à environ 75cm.

Un télescope catoptrique de réduction de pupille ($x1/10$), associé à un montage afocal formé par les lentilles convergentes L1 et L2, (de focale 1m et 400 mm), permet de réduire les dimensions du champ proche, de sorte que le champ lointain correspondant ait des dimensions compatibles avec celles du plot déphasant du filtre à CdP (toujours de diamètre 100 μm). Ces optiques sont représentées sur la Figure.IV-15 par le réducteur de faisceaux constitué de miroirs paraboliques, et par le montage afocal L1-L2. Le critère à respecter vis-à-vis du plot déphasant du filtre à CdP est donné par la valeur de α , à savoir 0,6.

En aval des optiques de réduction, j'ai placé un système afocal, réalisé au moyen de deux lentilles convergentes, au milieu duquel j'ai placé le filtre à CdP. La focale de la première lentille du montage afocal (L3) est choisie de sorte à afficher un champ lointain de dimensions adéquates par rapport au plot central déphasant du filtre CdP. La seconde lentille (L4) permet de ré-imager le champ proche après filtrage. Un dernier montage afocal (formé par les lentilles L5 et L6) a permis un filtrage dans le plan des fréquences spatiales du champ proche filtré. L'objectif a été de supprimer la seconde réflexion sur la face arrière du filtre à CdP. Enfin, une nouvelle lentille (L7), cette fois de courte focale (60 mm), permet d'agrandir le champ proche filtré (reprise d'image avec un grandissement $|\gamma|=15$), de sorte à adapter ses dimensions à celles de la matrice de détecteurs. Cette dernière est constituée de photodiodes, disposées dans un agencement identique à celui du réseau de lentilles de collimation.



L'algorithme d'optimisation, exploitant les données renvoyées par la matrice de photodiodes, est cette fois implémenté en langage C au sein d'un ordinateur National Instrument. Ce choix a été motivé par le fait que cette solution a été la seule permettant de traiter en « parallèle » un nombre de voies aussi grand (37). Cet élément est composé de trois cartes d'acquisition PXI, constituées chacune de 16 entrées et 16 sorties analogiques. Le traitement des données se fait de manière quasi-séquentielle dans le sens où, les données fournies par la matrice de photodiodes sont recueillies une à une dans un *buffer*, puis traitées en parallèle dans un processeur contenant l'algorithme d'optimisation de la méthode PIM. Les tensions correctrices résultant de l'exécution d'une boucle de l'algorithme sont appliquées aux modulateurs de phase, placés en amont de chaque voie amplificatrice.

Le ordinateur utilisé possède une fréquence d'échantillonnage dépendante du nombre de voies à traiter. Dans le cas de trente-sept voies à co-phaser, la fréquence d'échantillonnage maximale a été de 15 kHz, en raison du traitement séquentiel des données. Sachant que dans le meilleur des cas, la mise en phase du réseau de trente-sept émetteurs nécessite environ 15 itérations, nous pouvons malgré tout espérer une bande passante environ égale au kHz.

En marge de la partie du système utile au phasage des émetteurs, des bras de métrologie permettent l'affichage de la figure d'interférences en champ lointain, ainsi que la mesure du PRIB faite au travers d'un iris ouvert à la dimension du lobe central. Une photodiode placée en champ lointain permet aussi la caractérisation de la dynamique du phasage.

La photographie de la Figure IV-16 ci-dessous illustre le montage optique mis en place pour ces nouvelles expériences.



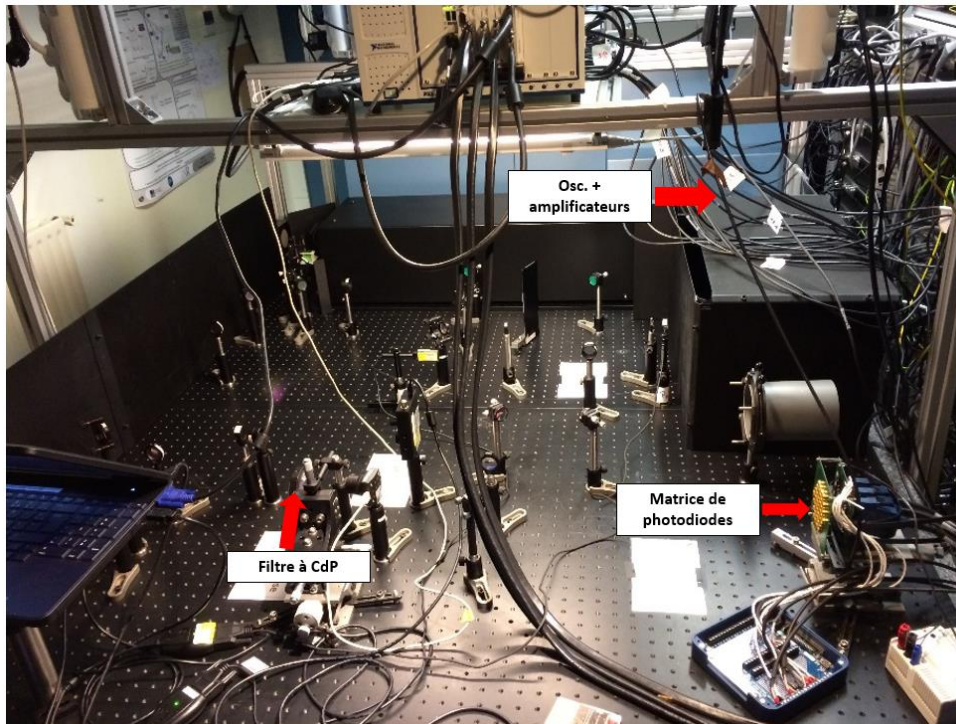


Figure IV-16 : Photographie du banc expérimental ayant permis la mise en phase de 37 émetteurs fibrés au moyen de la méthode PIM.

IV.4.2. Démonstration expérimentale de la mise en phase de trente-sept émetteurs fibrés délivrant jusqu'à 5W chacun

J'ai caractérisé les performances de ce montage expérimental de la même manière que dans le cas du phasage des sept émetteurs. Je me suis intéressé à la qualité de la mise en phase toujours au travers de la mesure du PRIB et de l'estimation de l'efficacité de combinaison. Une caractérisation de la dynamique de la mise en phase a été faite, toujours en observant le temps moyen de convergence, le nombre moyen d'itérations correspondant, ainsi que la bande passante couverte.

Le réseau de trente-sept lentilles de collimation a à nouveau été réalisé par CILAS en prenant soin d'obtenir le meilleur recouvrement entre faisceaux en champ lointain. Les alignements fins liés à ce composant ont été faits au travers du réducteur de faisceaux, directement au foyer d'une lentille convergente. Le résultat de ce réglage est présenté en Figure IV-17.

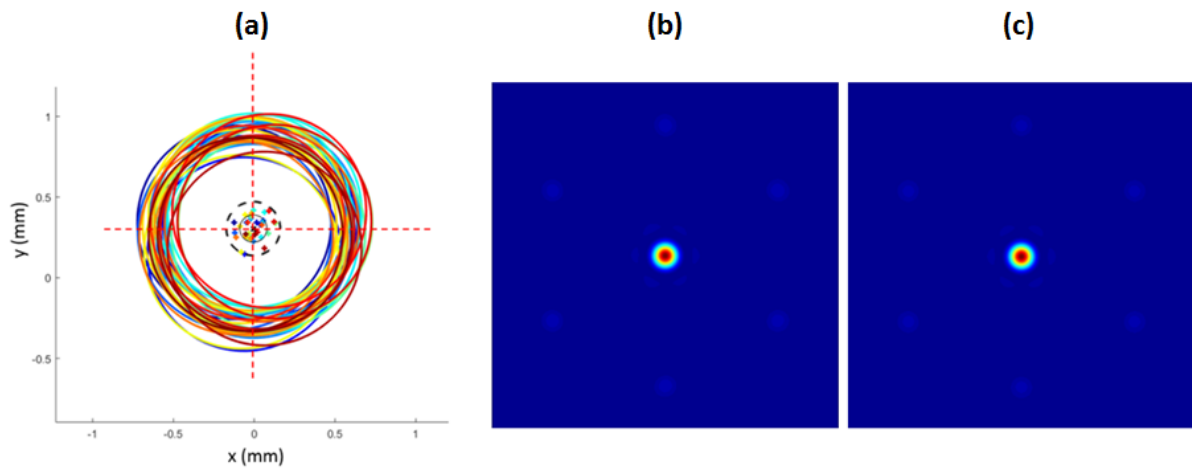


Figure IV-17 : Graphe illustrant le recouvrement des faisceaux en champ lointain. Les petites croix de couleurs différentes indiquent les positions des barycentres des faisceaux. Les cercles de différentes couleurs délimitent les diamètres des faisceaux à $1/e^2$ en intensité. Le réticule rouge indique le barycentre du faisceau central servant de référence en position. Le cercle en pointillés noirs délimite la zone de dispersion maximale des barycentres des faisceaux à ne pas dépasser (a). Figure d'interférences en champ lointain calculée avec des faisceaux en phase présentant ces erreurs de pointé et ces diamètres (b). Figure d'interférence en champ lointain calculée pour des faisceaux identiques, parfaitement en phase et se recouvrant parfaitement (c).

Nous pouvons remarquer ici que le champ lointain affiché en Figure IV-17-(b) résultant de la combinaison cohérente des faisceaux repérés en Figure IV-7-(a), ressemble très fortement au champ théorique idéal de la Figure IV-7-(c). La valeur du PRIB calculée pour un réseau parfait de faisceaux en phase est de 50,1% (pour un taux de remplissage de 0,75). Afin de réaliser une estimation fine de la valeur de PRIB que l'on peut espérer, des calculs numériques tenant compte de neuf budgets d'erreurs ont été effectués. Les budgets d'erreur pris en compte sont les suivant :

- Erreurs de géométrie du champ proche,
- Aberrations des faisceaux en champ proche,
- Cohérence et différences de chemins optiques,
- Pistons de phase résiduels,
- Ecart de polarisations entre faisceaux,
- Ecart de puissances entre émetteurs,
- Ecart de pointés des faisceaux (recouvrement en champ lointain)
- Ecart de divergences (collimation)

La prise en compte de ces budgets d'erreur donne une distribution de la probabilité d'obtenir certaines valeurs de PRIB (Figure IV-18). La moyenne de cette distribution correspond à un PRIB de 34%.

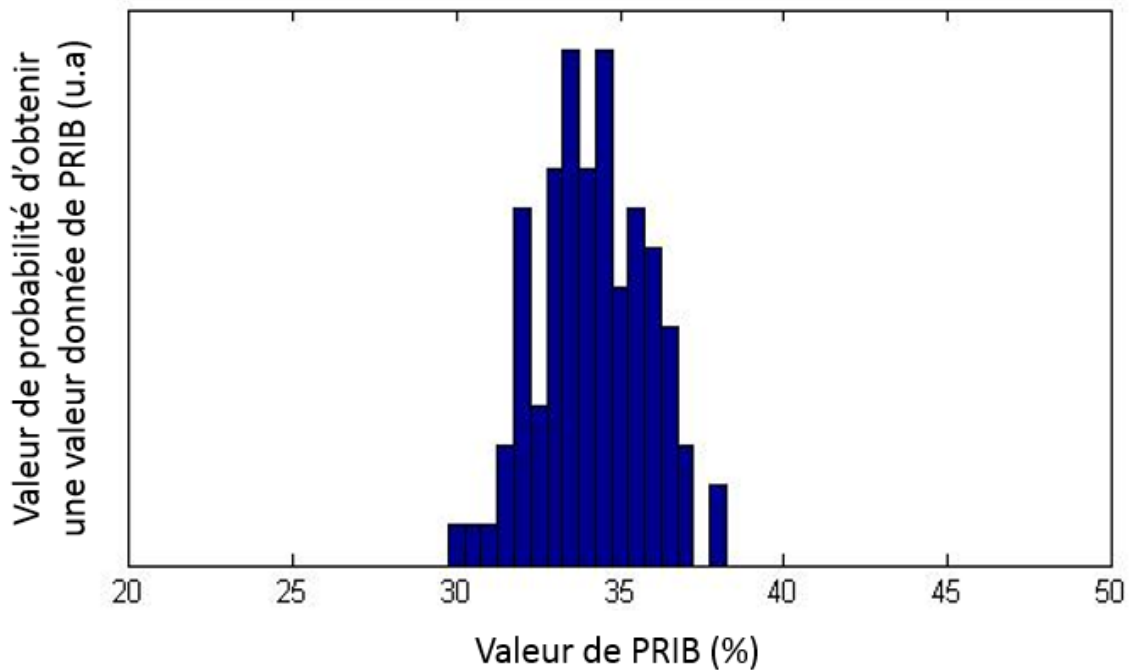


Figure IV-18 : Distribution des valeurs de PRIB pour différentes configurations de budgets d'erreurs.

Les images du champ lointain enregistrées par une caméra CCD (CCD n°2 sur le schéma de la Figure IV-15), sont montrées sur la Figure IV-19.

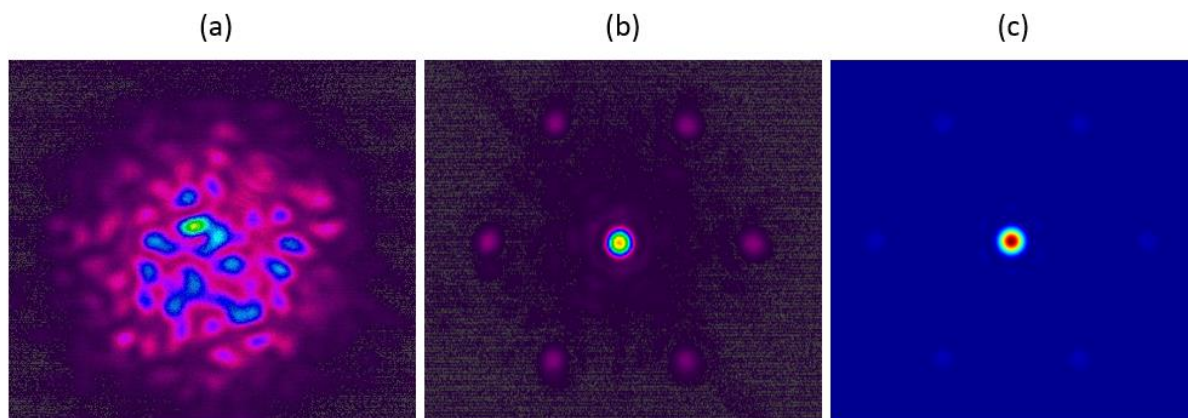


Figure IV-19 : Figure d'interférences en champ lointain obtenue avec trente-sept émetteurs fibrés en boucle ouverte (a) et en boucle fermée (b). A titre de comparaison, la figure (c) représente la sommation cohérente des trente-sept champs lasers dans un cas idéal, c'est-à-dire sans biais expérimentaux.

La Fig.19-(a) est un exemple de figure d'interférences obtenue en boucle ouverte avec trente-sept faisceaux mutuellement cohérents. Les écarts de phase évoluent de manière chaotique au cours du temps, au fil des perturbations environnementales, et le champ lointain résultant de la superposition des trente-sept faisceaux a une structure granulaire de type *speckle*. Lorsque la boucle est fermée, la figure d'interférences (Figure IV-19 -(b)) présente de fortes similitudes avec le cas théorique de la Figure IV-19 -(c). Nous pouvons observer un lobe central de poids le plus important par rapport aux six lobes de réseau périphériques. La structure fine entre les lobes de réseau est la signature d'un écart résiduel entre les phases des faisceaux proche de zéro. Les coupes de la Figure IV-20 ci-dessous comparent les profils des figures d'interférences expérimentale et théorique, suivant une des grandes diagonales.

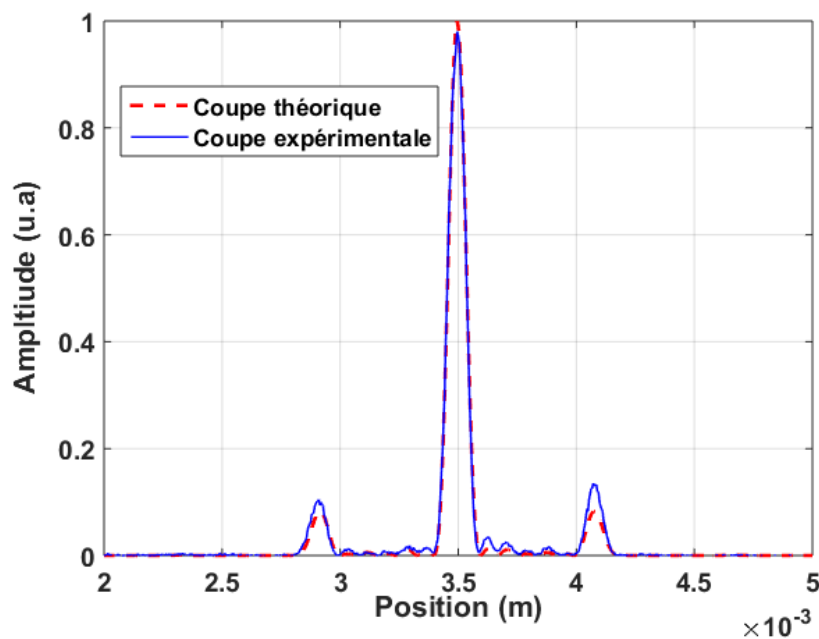


Figure IV-20 : Superposition des coupe des figures d'interférences expérimentale (courbe bleue) et théorique (pointillés rouges).

La Figure IV-20 nous montre la très bonne correspondance des coupes faites le long d'une des grandes diagonales de la figure d'interférences en champ lointain, entre la mesure expérimentale décrite par le profil bleu, et la coupe théorique obtenue lors des calculs tenant compte des divers biais expérimentaux évoqués précédemment.

Pour mesurer le PRIB, j'ai utilisé deux procédures différentes. La première a consisté à placer un iris réglable dans le champ lointain formé sur le bras de métrologie en transmission

des lames séparatrice S2 (bloc vert sur le schéma de la Figure IV-15). J'ai réglé le diamètre de l'iris de façon à ne laisser passer que l'énergie contenue dans le lobe central de la figure d'interférences. A l'aide des puissances-mètres placés en amont (mesure de P_{tot}) et en aval (mesure de P_{LC}) de cet iris, et calibrés en fonction de taux de partage des lames séparatrices S3, j'ai pu afficher en temps réel la valeur du PRIB. La seconde méthode a consisté à exploiter le relevé d'éclairement fourni par la camera CCD 2, placée en champ lointain sur le bras de métrologie créé sur la voie en réflexion de la lame séparatrice S4, et la transmission de la lame séparatrice S5. Le logiciel de cette caméra (Spiricon Beamgage) permet de sélectionner une zone dans le champ de franges, et d'afficher en temps réel la fraction de puissance contenue dans cette zone. Elle était bornée dans mon cas par les premiers zéros de la figure d'interférences. Les deux techniques de mesure étaient en accord et ont affiché des PRIB respectivement de 34,1% et 38,1%, soit en moyenne 36,1% ce qui est compris dans la gamme de valeurs de PRIB décrite en Figure IV-18.

Comme déjà présenté pour la mise en phase de sept émetteurs, j'ai caractérisé la dynamique du passage au travers du temps nécessaire pour passer d'un régime « *non-phasé* » à un régime « en phase » (temps de convergence), et du nombre d'itérations d'algorithme nécessaire pour atteindre le régime stationnaire. Là encore, j'ai exploité des séquences d'asservissement en boucle ouverte puis fermée pour relever plusieurs courbes de convergence et en déduire une tendance moyenne représentative des performances du système. La Figure IV-21 affiche la moyenne de 15 courbes de convergence.



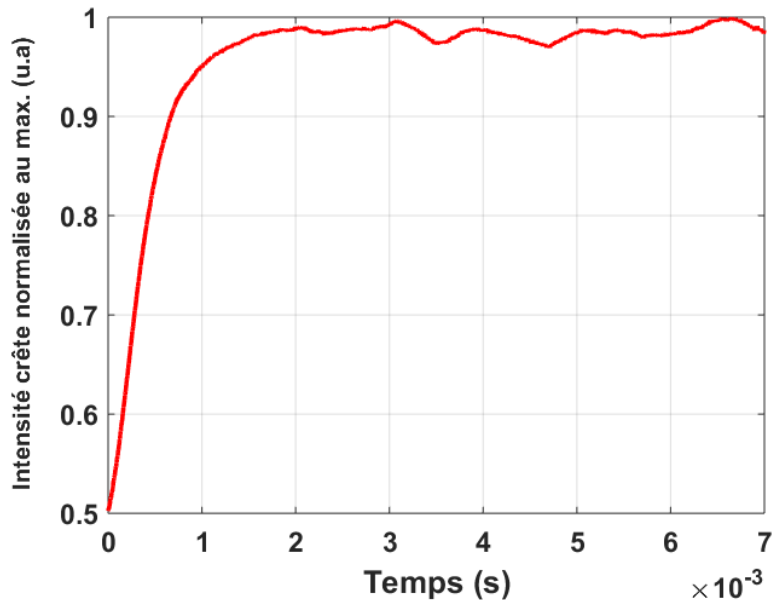


Figure IV-21 : Courbe moyenne de convergence correspondant à des jeux phases initiales différents.

Le temps moyen de convergence, correspondant au temps nécessaire pour atteindre 96% de la valeur maximale d'intensité sur l'axe moyen de propagation en champ lointain, est ici d'environ 1ms. Sachant que la fréquence d'échantillonnage de l'algorithme est de 15kHz, une itération d'algorithme s'effectue en environ 67 μ s, ainsi le nombre moyen d'itérations est de 15, ce qui est en très bon accord avec les prévisions théoriques affichées en Figure.IV-3 qui donnent un nombre moyen d'itérations de 16 +/- 2 itérations.

La bande passante couverte par le nouveau dispositif de phasage PIM est ici d'environ 1kHz. Sachant que la fréquence d'échantillonnage du calculateur a été relativement faible, il est aisément possible d'imaginer couvrir une bande passante de plusieurs kHz en envisageant la conception d'une électronique adaptée au traitement d'un grand nombre de données en parallèle à cadence élevée.

Une mesure des fluctuations d'intensité en champ lointain autour de l'axe moyen de propagation a donné des fluctuations de seulement 2% rms.



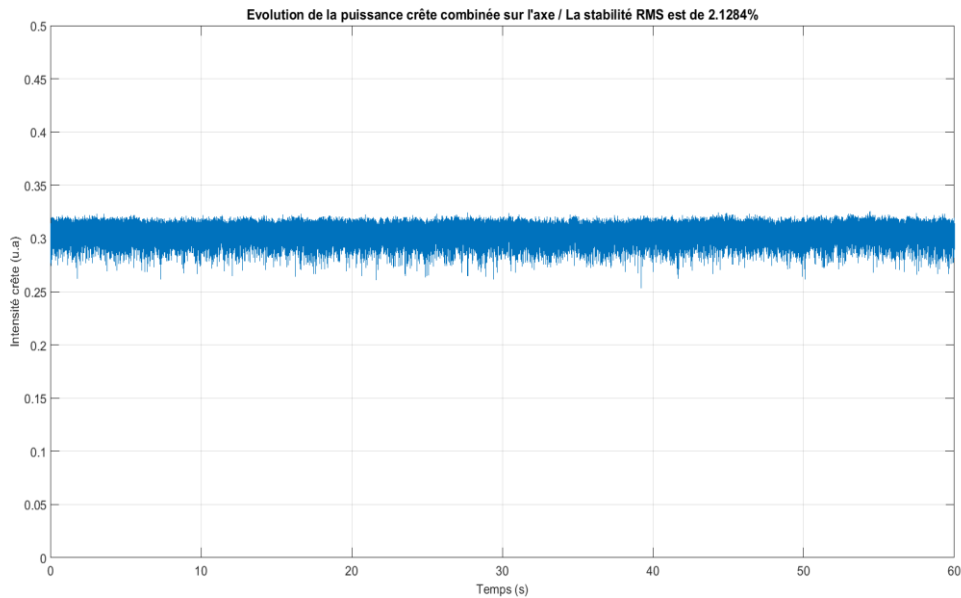


Figure IV-22 : Fluctuation de l'intensité autour de l'axe moyen de propagation en champ lointain au cours du temps. Mesure réalisée en boucle fermée lors de la combinaison cohérente de trente-sept émetteurs.

A partir de ce tracé, il est possible de d'estimer l'efficacité de combinaison ainsi que l'erreur de phase résiduelle. Les maxima d'intensité sont considérés comme représentatifs d'une situation où le phasage est parfait, correspondant à une efficacité de combinaison égale à 100%. En divisant la valeur moyenne des fluctuations par le maximum d'intensité mesuré, nous obtenons une estimation de l'efficacité de combinaison, qui ici a atteint la valeur très élevée de 94%, en bon accord avec la structuration spatiale fine de la figure d'interférences expérimentale présentée en Figure IV-19-(b). A partir de cette valeur, du nombre d'émetteurs mis en jeu et de la relation établi par C. D. Nabors [97], on en déduit l'erreur de phase résiduelle, estimée ici à $\lambda/25$, qui est actuellement un des meilleurs résultats pour un système de phasage actif dans le cas d'un nombre d'émetteurs aussi élevé.

IV.5. Conclusion

Au cours de ce chapitre, j'ai présenté deux réalisations expérimentales démontrant l'efficacité de notre méthode PIM à mettre en phase des lasers à fibre. Une première réalisation à sept émetteurs a permis de valider la méthode avec des bras amplificateurs. Les performances obtenues nous ont encouragés à poursuivre dans cette voie puisque nous avons pu corriger efficacement les fluctuations de phase au rythme du kHz. Le champ lointain obtenu lorsque l'asservissement fonctionne est structuré malgré de nombreux défauts du système optique servant à l'analyse des phases. Ces résultats montrent par ailleurs la robustesse du procédé PIM de mise en phase puisque les défauts ne sont pas pris en compte dans l'algorithme d'optimisation que nous utilisons dans la boucle de rétroaction. La principale conséquence de ces biais expérimentaux a été un ralentissement du processus de convergence en termes de nombre d'itérations, expliqué par les écarts entre les valeurs contenues dans la matrice de transfert numérique intégrée à l'algorithme, et celle correspondant aux processus optique de conversion phase/amplitude.

La deuxième réalisation a permis d'améliorer le montage et d'étendre le système laser mis en phase à trente-sept amplificateurs. Avec un système de pupille densifiée (réseau de trente-sept lentilles) conçu et réalisé par CILAS pour rendre parfaitement colinéaires les trente-sept faisceaux amplifiés du réseau, nous avons pu améliorer de façon significative le banc expérimental dédié à l'analyse des écarts de phase. Les résultats expérimentaux obtenus lorsque le laser à amplification parallèle fonctionne sont très concluants. J'ai pu démontrer expérimentalement que la méthode PIM que nous avons brevetée est adaptée pour phaser plusieurs dizaines de lasers. Le PRIB mesuré est de 36,1%, ce qui en très bon accord la valeur théorique moyenne de 34%, accessible en considérant les défauts optiques du système de conversion phase/amplitude. Un autre critère classiquement utilisé pour mesurer la qualité de mise en phase est l'efficacité de combinaison que j'ai pu estimer à 94%, ce qui correspond à un écart de phase quadratique moyen de 0.25rad ($\lambda/25$). Par ailleurs, le nombre moyen d'itérations pour atteindre 96% du maximum d'intensité crête en champ lointain a été estimé à 15, ce qui est également en très bon accord avec les prévisions numériques présentées au début de ce chapitre, donnant une prévision moyenne à 16 itérations +/- 2 itérations.



Du fait de la faible fréquence d'échantillonnage du calculateur au sein duquel a été implémenté l'algorithme d'optimisation PIM, les corrections des fluctuations de phases se sont avérées moins efficaces que lors du phasage des sept émetteurs. La durée moyenne du processus de convergence a tout de même été estimée à environ 1 ms, correspondant à une bande passante d'environ 1kHz, ce qui permet de couvrir la majorité des perturbations de phases.

Plus généralement, ces résultats constituent la 1^{ère} démonstration de phasage actif avec un nombre de faisceaux laser amplifiés aussi élevé.



Conclusion générale

Ce manuscrit aborde la combinaison cohérente de rayonnements lasers au travers de deux études relatives à deux approches distinctes.

Une première partie du travail s'est axée sur les techniques de combinaison cohérente passive de lasers. Au travers d'une synthèse bibliographique, j'ai rappelé certaines limites déjà identifiées sur les performances de cette approche. Il s'agit notamment de la décroissance de la qualité du phasage avec l'augmentation du nombre de laser couplés. La mise en phase auto-organisée est également de moins en moins efficace lorsque les puissances mise en jeu sont augmentées. Au cours des premiers travaux que j'ai réalisés, l'objectif a été de faire la lumière sur les facteurs réduisant aussi l'efficacité de combinaison des lasers à cavités multiples lorsque leur point de fonctionnement s'écarte du seuil d'oscillation, et ce, quel que soit le nombre de cavités couplées. J'ai mis en place un montage élémentaire à deux voies amplificatrices qui, associé à des modèles numériques, a fait apparaître pour la première fois une explication du phénomène. En effet, j'ai pu montrer que le filtrage spectral imposé par les cavités couplées n'était pas suffisamment sélectif pour assurer une addition cohérente parfaite sur la totalité du spectre émis par le laser lorsqu'il fonctionne loin du seuil. Par ailleurs j'ai également retrouvé la signature des effets non-linéaires de type Kerr lors de la montée en puissance de pompage. En contribuant à élargir le spectre émis par le laser interféromètre en dehors de ses bandes de filtrage naturel, les effets d'auto-modulation de phase détériorent encore plus la synchronisation des différentes cavités.

Suite à ces travaux et les conclusions peu prometteuses qu'ils ont amenées, je me suis ré-orienté vers une approche de mise en phase active basée sur une méthode novatrice imaginée à l'institut de recherche XLIM. Cette méthode, nommée PIM, combine un dispositif de codage en intensité des écarts de phases entre faisceaux amplifiés et une démarche itérative de réduction d'erreur. Elle a consisté à associer un filtrage à contraste de phase permettant la transcription phase-intensité, à une boucle d'optimisation, calculant, à partir de ces intensités, les corrections de phases à apporter à chaque onde laser pour les rendre synchrones. Une étude numérique a montré que la méthode offrait des convergences rapides vers une situation où les faisceaux lasers étaient en phase et ce, quasi indépendamment du nombre de faisceaux dans le réseau, de la géométrie de ce dernier, et de la situation initiale des phases. Une vingtaine d'itérations seulement est suffisante pour co-phaser l'émission de 400 voies amplificatrices.



La validation expérimentale de cette nouvelle méthode de phasage a été faite tout d'abord au moyen d'un banc modèle sans fibre et sans amplification. Il a mis en jeu une matrice de seize faisceaux (4x4) en maille carrée, et il m'a permis de démontrer expérimentalement pour la première fois le bon fonctionnement de cette méthode innovante. La très bonne correspondance des résultats expérimentaux avec les prévisions numériques m'a donné confiance dans le modèle numérique développé.

L'étape suivante a consisté à passer à la mise en phase de champs lasers de quelques Watts de puissance, issus d'amplificateurs à fibre dopées ytterbium. Ces amplificateurs sont connus pour introduire des fluctuations de phases aléatoires jusqu'à des fréquences de quelques kHz. Un premier montage a été construit mettant en jeu sept amplificateurs dont les sorties collimatées étaient disposées en parallèle dans un agencement hexagonal. Il m'a conduit à réaliser la première démonstration du phasage d'un système laser à fibres en réseau délivrant jusqu'à 7x5W, au moyen de notre méthode de phasage PIM. Le bon fonctionnement du dispositif d'asservissement des phases, malgré les multiples imperfections expérimentales, a montré que la méthode était robuste.

Dans une dernière étape, un nouveau système redessiné et étendu à trente-sept amplificateurs à maintien de polarisation a été construit. Le dispositif de conversion phase-intensité a été adapté à la pupille de sortie de la large matrice de faisceaux. Le système mis au point a parfaitement verrouillé la phase des rayonnements émis, produisant jusqu'à 37x5W en sortie, et établissant un record international en termes de nombre de voies amplifiées (pour une méthode de phasage actif, toutes techniques confondues). La mise en synchronisme des trente-sept sorties laser est achevée en seulement quinze itérations, offrant une bande passante proche de 1kHz, avec une uniformité de phase asservie à $\lambda/25$ (rms), correspondant à une efficacité de combinaison de 94%. L'apparition d'un champ lointain idéalement structuré et la bonne correspondance entre les résultats expérimentaux et numériques, à la fois en terme de qualité et en terme de dynamique de phasage, permettent d'établir la méthode de phasage PIM comme une des plus efficaces à ce jour.

Après ce succès, les prolongements possibles autres que des améliorations technologiques, pourraient passer par la recherche de dispositifs plus compacts pour la transcription sans référence des écarts de phase en intensité. Il pourrait s'agir aussi de la

recherche d'un asservissement des pointés au travers du même dispositif mais exploité d'une autre manière. Enfin on peut également chercher à exploiter le système pour profiler le front d'onde d'ensemble de la matrice de faisceaux et non plus le rendre plan.



Annexe A : Rappels sur quelques critères d'évaluation de la qualité de la mise en phase

Une méthode de mise en phase n'est considérée performante que si elle permet le phasage d'un grand nombre d'émetteurs, avec une bonne qualité de mise en phase. Pour la quantifier, il existe divers critères d'évaluation. Cette annexe ne fait pas une liste exhaustive de tous les critères existant à ce jour, mais simplement un rappel des définitions des critères les plus fréquemment rencontrés dans la littérature.

I Le contraste des franges d'interférences

Ce critère, généralement utilisé dans le cas particulier d'interférences à deux ondes, est également employé dans le cas d'interférences à ondes multiples. Noté \mathcal{C} , il est défini comme suit :

$$\mathcal{C} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad \text{A.1}$$

Avec, I_{\max} la valeur d'intensité crête correspondant à une frange brillante, et I_{\min} la valeur d'intensité la plus basse correspondant à une frange sombre. Cette formulation n'est strictement vraie que dans le cas d'interférences à deux ondes. Dans ce cas d'école, le contraste dans le champ de franges n'est pas fonction des écarts de phases entre émetteurs. Il ne permet de caractériser que le degré de cohérence entre les deux ondes et traduit des différences d'amplitudes entre elles, ou encore des écarts de polarisation. Une variation de phase ne se traduira dans ce cas particulier que par un décalage des franges dans un sens ou un autre, en fonction de quel émetteur est en avance ou en retard de phase sur l'autre.

Dans le cas d'interférences à ondes multiples, l'intensité I_{\max} est mesurée au niveau de la frange centrale la plus brillante (ou lobe central dans le cas d'un agencement 2D en champ proche), et l'intensité I_{\min} est mesurée au niveau du premier zéro rencontré en s'éloignant de la frange ou du lobe central. La valeur du contraste tient compte ici de la cohérence entre émetteur, des écarts de phase, d'amplitudes, de polarisation, etc.

Il faut noter qu'en toute rigueur, la mesure de contraste doit se faire à partir d'une figure d'interférences dont la modulation liée à l'enveloppe dans le champ de franges a été supprimée.



II L'efficacité de combinaison (η)

Un des critères les plus couramment utilisés dans la littérature récente est l'efficacité de combinaison, dont la définition change suivant les montages expérimentaux étudiés. Il est important d'adapter sa définition à la configuration expérimentale que l'on traite. En effet, les travaux s'intéressant à la combinaison en champ proche utilisent une définition différente de ceux réalisant la combinaison en champ lointain. C'est cette dernière configuration qui nous intéresse ici et c'est pour cette raison que je ne présente dans cette partie que l'efficacité de combinaison en champ lointain. Sa définition correspond aux cas où l'on détermine la qualité du phasage à partir de la figure d'interférences formée en champ lointain. Elle compare la puissance crête du lobe central, que je note ici P_{comb} , résultant de la combinaison cohérente des faisceaux, à la valeur qu'il aurait été possible d'obtenir avec les mêmes faisceaux parfaitement en phase, et qui est donnée par $(\sum_1^N \sqrt{P_i})^2$, où P_i la puissance fournie par l'émetteur i .

$$\eta_{CL} = \frac{P_{comb}}{(\sum_1^N \sqrt{P_i})^2} \quad A.2$$

Les valeurs d'efficacité de combinaison sont comprises entre 0 et 1, où 1 décrit un phasage parfait. Elles sont généralement données en pourcentage.

Ce critère d'évaluation ne dépend pas des caractéristiques opto-géométriques du champ proche, mais uniquement des écarts de phase entre émetteurs, du niveau de cohérence entre ces derniers, ainsi que des écarts d'amplitudes, de polarisation, etc.

III L'erreur de phase résiduelle

Connaissant la valeur d'efficacité de combinaison et le nombre d'émetteurs combinés, il est possible de déterminer l'écart quadratique moyen des phases (σ_φ) au moyen de la relation ci-dessous, établie par Nabors en 1994 [95] :

$$\sigma_\varphi = \sqrt{-\ln\left(\frac{\eta - \frac{1}{N}}{1 - \frac{1}{N}}\right)} \quad A.3$$

Il est important de noter que cette expression n'est valable que dans le cas où l'efficacité de combinaison est élevée, et où le nombre d'émetteurs combinés est suffisamment grand (> 7). De cet



écart quadratique moyen en radians, on déduit facilement une valeur de résidu de phase en fraction de longueur d'onde (λ/X), au moyen du calcul suivant.

$$X = \frac{2.\pi}{\sigma_\varphi} \quad \text{A.4}$$

La démonstration permettant de comprendre le lien entre l'efficacité de combinaison et l'erreur de phase résiduelle utilise les expressions des rapports de Strehl dans les cas où tous les émetteurs sont identiques en tout point et sont en phase, et où il existe une erreur de phase résiduelle. Cette démonstration est détaillée dans le manuscrit de thèse de S. Demoustier [100], et nécessite de considérer en premier lieu le rapport de Strehl en champ lointain.

IV Le rapport de Strehl

Plus occasionnellement, la qualité du phasage est décrite au moyen du rapport de Strehl. Cette grandeur décrit l'écart qu'il existe entre la puissance crête obtenue expérimentalement en champ lointain autour de l'axe moyen de propagation, et la puissance crête que l'on obtiendrait avec un champ proche uniforme de dimensions identiques à la pupille utilisée expérimentalement, transportant la même puissance et dont le front d'onde serait plan. Cette valeur se détermine par le calcul suivant :

$$S = \frac{|CL_{exp}(N_x=0, N_y=0)|^2}{|CL_{ref}(N_x=0, N_y=0)|^2} \quad \text{A.5}$$

Où, $CL_{exp}(N_x, N_y)$ est la répartition du champ lointain résultant de la combinaison des multiples faisceaux, et $CL_{ref}(N_x, N_y)$ celle du champ de référence en champ lointain.

Le champ proche de référence, noté CP_{ref} , est ici choisi de profil gaussien en accord avec les profil gaussiens des faisceaux émis par le réseau d'émetteurs. Il a pour expression :

$$CP_{ref} = A_{ref} \cdot e^{-\pi \cdot \frac{x^2+y^2}{\omega_{ref}^2}} \quad \text{A.6}$$

Où, A_{ref} est l'amplitude du champ de référence.

Le champ proche à caractériser est un agencement de faisceaux gaussien, noté CP_{exp} décrit par l'expression suivante :

$$CP_{exp} = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M A_{exp} \cdot e^{-\pi \cdot \frac{(x-x_i)^2+(y-y_j)^2}{\omega_{exp}^2}} \quad \text{A.7}$$

Où, A_{exp} est l'amplitude des champs gaussiens.

Le champ de référence s'exprime de la manière suivante en champ lointain :

$$CL_{ref} = TF_{2D}[CP_{ref}] \quad A.8$$

$$CL_{ref} = A_{ref} \cdot \pi \cdot \omega_{ref}^2 \cdot e^{-\pi \cdot \omega_{ref}^2 \cdot (N_x^2 + N_y^2)} \quad A.9$$

Soit, en $N_x=0$ et $N_y=0$:

$$CL_{ref} = A_{ref} \cdot \pi \cdot \omega_{ref}^2 \quad A.10$$

De manière similaire, en $N_x=0$ et $N_y=0$, et dans le cas idéal où tous les émetteurs du réseau étudié sont en phase, l'expression du champ à caractériser dans le champ de franges est la somme cohérente des $N \times M$ champs gaussiens émis par le réseau :

$$CL_{exp} = N \cdot M \cdot A_{exp} \cdot \pi \cdot \omega_{exp}^2 \quad A.11$$

Le rapport de Strehl se calcul à partir de ces expressions, comme suit :

$$S = \frac{|N \cdot M \cdot A_{exp} \cdot \pi \cdot \omega_{exp}^2|^2}{|A_{ref} \cdot \pi \cdot \omega_{ref}^2|^2} \quad A.12$$

En considérant que la puissance transportée par le champ de référence est égale à la puissance totale transportée par l'ensemble des émetteurs du réseau, nous pouvons écrire :

$$P_{ref} = N \cdot M \cdot P_{exp} \quad A.13$$

Soit en champ :

$$A_{ref} = \sqrt{NM} \cdot A_{exp} \quad A.14$$

Ainsi, dans un cas idéal, le rapport de Strehl a pour expression :

$$S = N \cdot M \cdot \frac{\pi \cdot \omega_{exp}^2}{\pi \cdot \omega_{ref}^2} \quad A.15$$

Ce résultat illustre le fait que lorsque tous les émetteurs sont en phase, le rapport de Strehl est égal au taux de remplissage du réseau d'émetteurs car il fait le rapport de la surface totale occupée par les faisceaux gaussiens du réseau, données par $N \cdot M \cdot \pi \cdot \omega_{exp}^2$, et de la surface de la pupille globale

(représentée par le champ de référence) donnée par $\pi \cdot \omega_{ref}^2$. Ce résultat montre également que le rapport de Strehl est un critère d'évaluation de la mise en phase qui dépend des caractéristiques opto-géométriques du réseau d'émetteurs. Sa dépendance aux écarts de phase s'obtient en introduisant un terme d'écart de phase quadratique entre émetteurs. La démonstration détaillée par S. Demoustier [100], mène à l'expression suivante :

$$S_{réel} = S \cdot \left(e^{-\sigma_\phi^2} + \frac{1 - e^{-\sigma_\phi^2}}{N.M} \right) \quad A.16$$

Où, $S_{réel}$ est le rapport de Strehl tenant compte des écarts de phase entre émetteurs, S est le rapport de Strehl dans le cas idéal présenté précédemment, et σ_ϕ^2 l'écart de phase quadratique moyen en les émetteurs du réseau.

V Le “Power Ratio In the Bucket” (PRIB)

Un des moyens que nous avons choisi d'utiliser est la mesure de l'énergie contenue dans le lobe central de la figure d'interférences observée en champ lointain, rapportée à la puissance totale dans le champ de franges. Cette grandeur, très prisée des acteurs du milieu industriel travaillant sur ce thème de recherche, est appelé PRIB, acronyme des termes anglo-saxons “*Power Ratio In the Bucket*”.

L'emploi de cette grandeur nécessite de déterminer une taille de *bucket*, ou pupille, dans le champ de franges, dont le diamètre correspond à celui du lobe central de la figure d'interférences. Pour illustrer mes propos, je décris la situation à laquelle j'ai été confronté expérimentalement, et qui a mis en jeu trente-sept émetteurs. La détermination de la taille de la pupille filtrante en champ lointain dépend de la dimension que l'on attribue à la dimension de la pupille contenant l'ensemble des émetteurs en champ proche.

Lors des travaux que j'ai réalisés, j'ai considéré une pupille en champ proche dont le diamètre englobait l'ensemble des faisceaux et s'arrêtait à $1/e^2$ en intensité, des faisceaux les plus extérieurs. La figure ci-dessous illustre le découpage réalisé :



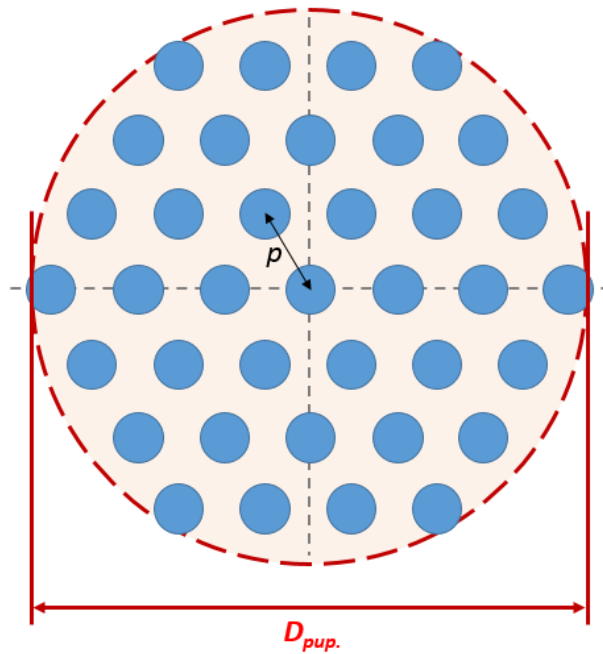


Fig.A1 – Représentation du découpage de la pupille en champ proche définissant le diamètre servant au calcul du diamètre du *bucket* placé en champ lointain.

Du diamètre de la pupille globale (D_{pup}), nous pouvons déduire la dimension du lobe central de la figure d'interférences en appliquant la relation suivante :

$$D_{LC} = 2,44 \cdot \frac{\lambda \cdot f}{D_{pup}} \quad A.17$$

Ainsi, en fixant un pupille de diamètre D_{LC} dans le champ de franges, et en prenant soin de la centrer sur le lobe central, il est possible de mesurer la puissance contenue dans cette partie du champ de franges, considérée comme partie utile.

Là encore, ce paramètre est à la fois sensible aux écarts de phases entre émetteurs, ainsi qu'aux caractéristiques opto-géométriques du réseau dans le sens où si la taille de la pupille en champ proche change, la taille du *bucket* en champ lointain doit être recalculée.

Annexe B : Calculs des champs filtrés issus du système imageur réalisant le filtrage à contraste de phase

Dans cette annexe, je détaille les calculs permettant de déterminer les expressions des champs filtrés issus du système optique de filtrage à contraste de phase. Les calculs décrivent les configurations étudiées lors de ces travaux à savoir, le cas où les émetteurs sont disposés dans une maille carrée, et celui où ils sont dans un agencement hexagonal à maille triangulaire.

I. Cas de la maille carrée

Dans cette configuration les émetteurs sont placés de la manière suivante :

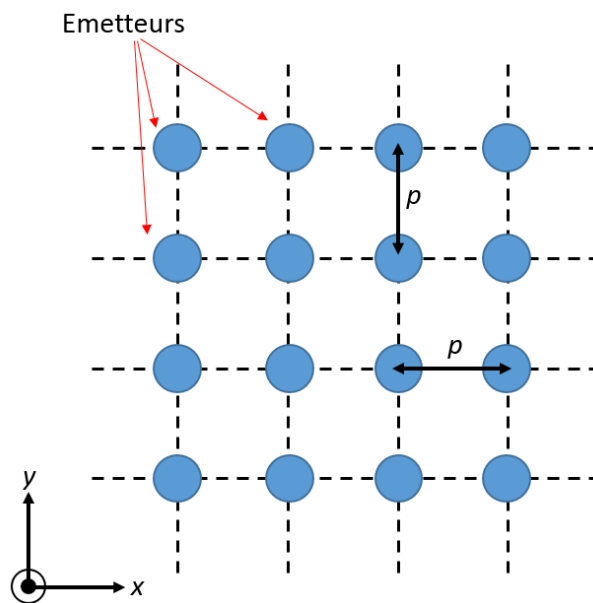


Fig.B1 - Représentation des positions des émetteurs dans le cas d'un maillage carré de la pupille en champ proche

Le champ proche, que je note ici E_{CP} , a pour expression :

$$E_{CP}(x, y) = E_0 \cdot \left[g\left(\frac{x}{\omega}\right) * \left(\sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(x - i \cdot p)\right) \times \text{rect}_{N_h, p}(x) \right] \times \left[g\left(\frac{y}{\omega}\right) * \left(\sum_{l=-\infty}^{+\infty} \delta(y - l \cdot p)\right) \times \text{rect}_{N_v, p}(y) \right] \quad \text{B.1}$$

Où $g\left(\frac{x}{\omega}\right) = e^{-\frac{\pi \cdot x^2}{\omega^2}}$ et $g\left(\frac{y}{\omega}\right) = e^{-\frac{\pi \cdot y^2}{\omega^2}}$ sont les profils gaussiens des faisceaux dans les directions orthogonales x et y . Les fonctions $\left(\sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(x - i \cdot p)\right)$ et $\left(\sum_{l=-\infty}^{+\infty} \delta(y - l \cdot p)\right)$ sont des peignes de Diracs qui décrivent la périodisation du réseau d'émetteurs, avec $i, l \in \mathbb{N}$ et p l'entraxe entre deux émetteurs voisins. L'étendue spatiale limitée de ce réseau dans les directions x et y est décrite au moyen des fonctions $\text{rect}_{N_h, p}(x)$ et $\text{rect}_{N_v, p}(y)$, où N_h et N_v sont les nombres d'émetteurs respectivement dans les directions x et y .

Je déterminerai les expressions du champ composite en différents plans du système imageur filtrant, repérés sur la figure ci-après, par les lettres A à D. Par soucis de simplicité de représentation, je représente ici le système en transmission, bien qu'il ait été utilisé en réflexion dans les montages expérimentaux présentés dans les chapitres 3 et 4 de ce manuscrit. Le raisonnement ne change pas suivant la configuration (réflexion ou transmission).

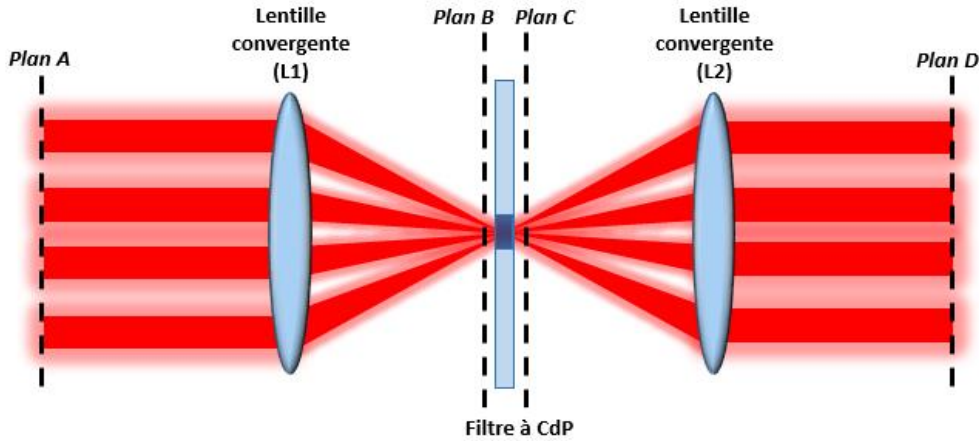


Fig.B2 - Représentation du système imageur réalisant le filtrage à contraste de phase. Les plans A, B, C et D sont ceux dans lesquels les expressions des champs sont calculées.

Le champ proche se trouve dans le plan A. Par soucis de clarté pour la suite des calculs, je choisis de décomposer son expression de la manière suivante :

$$E_{CP}(x, y) = E_0 \cdot F(x) \cdot F(y) \quad \text{B.2}$$

avec,

$$F(x) = \left[g\left(\frac{x}{\omega}\right) * \left(\sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(x - i \cdot p)\right) \times \text{rect}_{N_h \cdot p}(x) \right] \quad \text{B.3}$$

et,

$$F(y) = \left[g\left(\frac{y}{\omega}\right) * \left(\sum_{l=-\infty}^{+\infty} \delta(y - l \cdot p)\right) \times \text{rect}_{N_v \cdot p}(y) \right] \quad \text{B.4}$$

L'expression du champ lointain avant filtrage (plan B) s'obtient par application d'une transformation de Fourier spatiale. Dans un cas général, celle-ci est donnée par :

$$\tilde{E}(N_x, N_y) = TF_{2D}[E(x, y)] = \frac{e^{j \cdot k \cdot z}}{j \cdot \lambda \cdot z} \times \iint_{-\infty}^{+\infty} E(x, y) \cdot e^{-j(k_x \cdot x + k_y \cdot y)} dx dy \quad \text{B.5}$$

Dans le domaine spatial, une transformation de Fourier s'effectue au moyen d'une lentille convergente de focale notée f , que l'on utilise entre ses plans conjugués (lentille L1 sur la Fig.B2). Le plan focal objet de cette lentille représente l'espace direct à deux dimensions, et son plan focal image correspond à l'espace réciproque (toujours 2D). Dans la suite des calculs, je noterai E_{CL} le champ lointain obtenu par transformée de Fourier du champ proche (plan B).



$$E_{CL}(N_x, N_y) = TF_{2D}[E_{CP}(x, y)] = \frac{e^{j.k.f}}{j.\lambda.f} \times \iint_{-\infty}^{+\infty} E_{CP}(x, y). e^{-j(k_x.x + k_y.y)} dx dy \quad B.6$$

avec,

$$k_x = 2. \pi. N_x = 2. \pi. \frac{x'}{\lambda.f} \text{ soit } x' = \lambda. f. N_x \quad B.7$$

et,

$$k_y = 2. \pi. N_y = 2. \pi. \frac{y'}{\lambda.f} \text{ soit } y' = \lambda. f. N_y \quad B.8$$

N_x et N_y sont les fréquences spatiales dans l'espace réciproque et peuvent être liées à des coordonnées géométriques dans cet espace, respectivement notées x' et y' .

$$E_{CL}(N_x, N_y) = E_0. \frac{e^{j.k.f}}{j.\lambda.f} \times \{TF_{2D}[F(x)] \times TF_{2D}[F(y)]\} \quad B.9$$

Dans le plan C, le filtrage est appliqué au champ lointain. Le filtre employé dans le cas d'une maille carrée en champ proche, a également une géométrie carrée telle qu'illustrée par la figure ci-dessous.

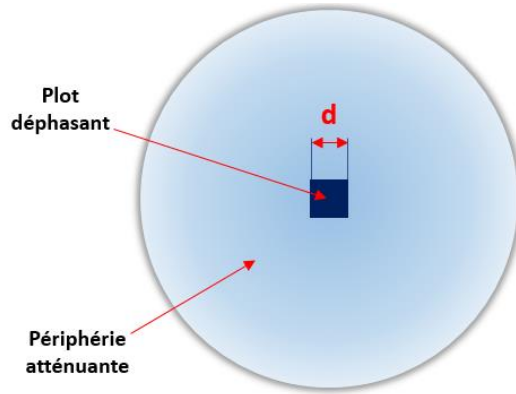


Fig.B3 - Représentation schématique du filtre à contraste de phase utilisé dans le cas d'un réseau d'émetteurs agencés selon une maille carrée.

Le plot central retarde les basses fréquences spatiales de $\pi/2$ par rapport aux hautes fréquences spatiales, et présente une transmission totale (réflectivité maximale en réflexion). Sa périphérie est quant à elle une zone atténuante présentant un coefficient d'atténuation en champ égal à β .

Le calcul donnant le champ lointain ayant traversé le filtre à contraste de phase nécessite de tenir compte de la part du champ étant passé au travers du plot central déphasant, ainsi que celle n'ayant vu que sa périphérie.

L'expression du champ lointain juste après le filtre à contraste de phase dans le plan C, est la suivante :

$$E'_{CL}(x', y') = \beta. E_{CL}(x', y') - \beta. E_{CL}(x', y'). \text{rect}_d(x'). \text{rect}_d(y') + j. E_{CL}(x', y'). \text{rect}_d(x'). \text{rect}_d(y') \quad B.10$$

$$E'_{CL}(x', y') = \beta. E_{CL}(x', y') + (j - \beta). E_{CL}(x', y'). \text{rect}_d(x'). \text{rect}_d(y') \quad B.11$$

Le double produit $rect_d(x').rect_d(y')$ décrit le profil spatial du plot déphasant du filtre à contraste de phase dans les directions orthogonales x' et y' . C'est un profil carré dont les côtés mesurent une longueur d . « j » représente le déphasage imposé par le plot central.

L'objectif est désormais d'exprimer le champ proche ré-imagé en sortie du filtre. Pour ce faire, l'idéal serait d'appliquer une transformation de Fourier inverse, or cette opération n'est pas réalisable en optique spatiale. En revanche, il est possible d'obtenir un résultat identique à une double inversion près, en appliquant une nouvelle transformation de Fourier :

$$TF_{2D}\{TF_{2D}[f(x, y)]\} = f(-x, -y) \quad \text{B.12}$$

Ainsi, le champ proche reformé après filtrage, que je note ici $E_{CP}^F(x, y)$ est donné par :

$$E_{CP}^F(x, y) = TF_{2D}[E'_{CL}(x', y')] \quad \text{B.13}$$

$$E_{CP}^F(x, y) = -E_0 \cdot e^{-2 \cdot j \cdot k \cdot f \times \beta} \cdot F(-x) \cdot F(-y) + (j - \beta) \cdot \left(\frac{d}{\lambda \cdot f}\right)^2 \left(F(-x) * sinc\left(\frac{d \cdot x}{\lambda \cdot f}\right)\right) \cdot \left(F(-y) * sinc\left(\frac{d \cdot y}{\lambda \cdot f}\right)\right) \quad \text{B.14}$$

Par la suite, je négligerai le terme de phase $-e^{-2 \cdot j \cdot k \cdot f}$. Dans cette dernière expression apparaissent des produits de convolution entre des fonctions gaussiennes et des sinus cardinaux ($F(-x) * sinc\left(\frac{d \cdot x}{\lambda \cdot f}\right)$ et $F(-y) * sinc\left(\frac{d \cdot y}{\lambda \cdot f}\right)$). Les résultats de ces opérations ne peuvent être qu'estimés en faisant quelques approximations. Il est possible de définir des fonctions de convolution dans chaque direction x et y du plan transverse, telles que :

$$C_i(x) = g\left(\frac{x-x_i}{\omega}\right) * sinc\left(\frac{d \cdot x}{\lambda \cdot f}\right) \quad \text{B.15}$$

et,

$$C_l(y) = g\left(\frac{y-y_l}{\omega}\right) * sinc\left(\frac{d \cdot y}{\lambda \cdot f}\right) \quad \text{B.16}$$

En $x_i = 0$ et $y_l = 0$, on définit $C_0(x)$ et $C_0(y)$ telles que :

$$C_0(x) = g\left(\frac{x}{\omega}\right) * sinc\left(\frac{d \cdot x}{\lambda \cdot f}\right) \quad \text{B.17}$$

et,

$$C_0(y) = g\left(\frac{y}{\omega}\right) * sinc\left(\frac{d \cdot y}{\lambda \cdot f}\right) \quad \text{B.18}$$

Par définition, un produit de convolution est donné par :

$$y(t) = x(t) * h(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(u) \cdot h(u - t) du \quad \text{B.19}$$

Donc ici, on écrira :

$$C_0(x) = g\left(\frac{x}{\omega}\right) * \text{sinc}\left(\frac{d \cdot x}{\lambda \cdot f}\right) = \int_{-\infty}^{+\infty} g\left(\frac{u}{\omega}\right) \cdot \text{sinc}\left(\frac{d \cdot (u-x)}{\lambda \cdot f}\right) du \quad \text{B.20}$$

et

$$C_0(y) = g\left(\frac{y}{\omega}\right) * \text{sinc}\left(\frac{d \cdot y}{\lambda \cdot f}\right) = \int_{-\infty}^{+\infty} g\left(\frac{v}{\omega}\right) \cdot \text{sinc}\left(\frac{d \cdot (v-y)}{\lambda \cdot f}\right) dv \quad \text{B.21}$$

Au centre du plan transverse (plan D), en $x=0$ et $y=0$, on a :

$$C_0(x = 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} g\left(\frac{u}{\omega}\right) \cdot \text{sinc}\left(\frac{d \cdot u}{\lambda \cdot f}\right) du \quad \text{B.22}$$

et

$$C_0(y = 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} g\left(\frac{v}{\omega}\right) \cdot \text{sinc}\left(\frac{d \cdot v}{\lambda \cdot f}\right) dv \quad \text{B.23}$$

Etant donné que le diamètre de ce champ gaussien (à $1/e$) est très inférieur à celui du lobe principal du sinus cardinal ($\omega \ll \frac{\lambda \cdot f}{d}$), nous pouvons considérer que l'amplitude de l'enveloppe en sinus cardinal ne varie pas significativement par rapport à l'enveloppe gaussienne, est resté à son maximum, à savoir 1, sur toute l'enveloppe gaussienne autour de la position $x=0$ et $y=0$, ce qui permet d'écrire :

$$C_0(x) \approx \int_{-\infty}^{+\infty} g\left(\frac{u}{\omega}\right) du = \omega \quad \text{B.24}$$

$$C_0(y) \approx \int_{-\infty}^{+\infty} g\left(\frac{v}{\omega}\right) dv = \omega \quad \text{B.25}$$

Ainsi, la valeur maximale que peut prendre le produit de convolution entre une enveloppe gaussienne et un sinus cardinal (dans un espace à deux dimensions) est environ égale à ω^2 .

En $x_i \neq 0$ et $y_i \neq 0$, et pour $\omega \ll \frac{\lambda \cdot f}{d}$, nous pouvons dire que :

$$g\left(\frac{x}{\omega}\right) \sim \delta_x \text{ et } g\left(\frac{y}{\omega}\right) \sim \delta_y \quad \text{B.26}$$



Ainsi, l'enveloppe en sinus cardinal pondère les amplitudes des champs gaussiens, que l'on assimile à ici à des Diracs.

$$C_i(x) \approx \int_{-\infty}^{+\infty} \delta_x \cdot \text{sinc} \left(\frac{d.(u-x)}{\lambda.f} \right) du = \text{sinc} \left(\frac{d.x}{\lambda.f} \right) \quad \text{B.27}$$

et

$$C_i(y) \approx \text{sinc} \left(\frac{d.y}{\lambda.f} \right) \quad \text{B.28}$$

Les valeurs d'intérêt à l'issue du filtrage à contraste de phase, sont les amplitudes crêtes de chaque champ gaussien, pondérées par l'enveloppe du sinus cardinal. C'est pour cette raison que nous avons opté pour une écriture discrète du champ composite obtenu dans le plan D, donnée ci-dessous :

$$b_{m,n} \approx \beta \cdot a_{m,n} + (j - \beta) \cdot \left(\frac{d.\omega}{\lambda.f} \right)^2 \cdot \sum_{u=1}^{N_h} \sum_{v=1}^{N_v} a_{u,v} \cdot \text{sinc} \left(\frac{d.(m-u).p}{\lambda.f} \right) \text{sinc} \left(\frac{d.(n-v).p}{\lambda.f} \right) \quad \text{B.29}$$

Dans le cas de la maille carrée, on peut poser $N = N_h = N_v$.

De plus, on a :

$$d = 2 \cdot \alpha \cdot \frac{\lambda.f}{N.p} \quad \text{B.30}$$

et,

$$\omega = \sqrt{\pi} \cdot \omega_0 \quad \text{B.31}$$

Où :

- d : largeur du profil carré du plot déphasant du filtre à contraste de phase,
- α : coefficient de normalisation de la largeur du plot déphasant à celle du lobe central de la figure d'interférences,
- λ : longueur d'onde de travail,
- N : nombre de faisceaux dans une des directions (x ou y) de la maille carrée,
- f : focale de lentille L2 (voir Fig.B2),
- p : l'entraxe entre deux émetteurs voisins,
- ω_0 : rayon d'un faisceau gaussien à 1/e.

L'expression finale des amplitudes crêtes des champs filtrés est la suivante :

$$b_{m,n} \approx \beta \cdot a_{m,n} + (j - \beta) \cdot \left(\frac{2.\alpha.\sqrt{\pi}.\omega_0}{N.p} \right)^2 \cdot \sum_{u=1}^{N_h} \sum_{v=1}^{N_v} a_{u,v} \cdot \text{sinc} \left(\frac{2.\alpha.(m-u)}{N} \right) \text{sinc} \left(\frac{2.\alpha.(n-v)}{N} \right) \quad \text{B.32}$$

C'est de ce dernier résultat que découle l'écriture sous forme matricielle implémentée au sein de l'unité de calcul de la chaîne d'asservissement des phases.

II. Cas de l'agencement hexagonal (maille triangulaire)

Cette seconde configuration est plus complexe que la précédente dans le sens où, bien que la maille soit triangulaire, les émetteurs sont toujours repérés au moyen d'une matrice 2D telle que présentée ci-dessous. Au moyen de ce découpage, nous pouvons déterminer aisément la distance séparant deux émetteurs du réseau. Ces derniers sont numérotés de $n=1$ à $n=N_{\max}$, où N_{\max} représente le nombre total d'émetteurs.

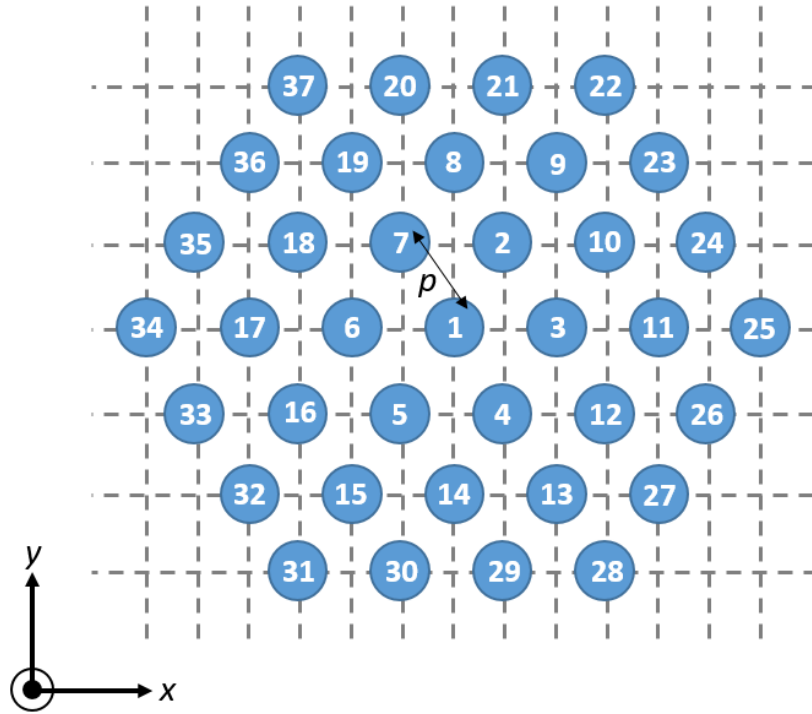


Fig.B4 - Représentation de la position des émetteurs dans le cas d'un réseau hexagonal de 37 émetteurs, à maille triangulaire. Les émetteurs sont numérotés de 1 à 37 permettant de repérer leurs coordonnées afin de calculer les distances qui les séparent. Ces distances servent aux calculs des coefficients de pondération dans l'expression des amplitudes des champs filtrés.

Dans cette configuration, je décris le champ proche (plan A de la Fig.B2) au moyen de la simple relation donnée ci-après :

$$E_{CP_{tri}}(x, y) = \sum_i \sum_j a_{i,j} \cdot g\left(\frac{x-x_i}{\omega}\right) \cdot g\left(\frac{y-y_j}{\omega}\right) \quad \text{B.33}$$

Où, à nouveau, $g\left(\frac{x-x_i}{\omega}\right) = e^{-\frac{\pi(x-x_i)^2}{\omega^2}}$, $g\left(\frac{y-y_j}{\omega}\right) = e^{-\frac{\pi(y-y_j)^2}{\omega^2}}$ et $\omega = \sqrt{\pi} \cdot \omega_0$.

Dans le plan B (voir Fig.B2), le champ lointain avant filtrage, que je note ici E_{CLtri} , est obtenu par application d'une transformation de Fourier spatiale à deux dimensions, telle que définie dans par la relation B.5.

$$E_{CLtri}(N_x, N_y) = TF_{2D}[E_{CPtri}(x, y)] \quad B.34$$

Le détail de cette expression n'est pas nécessaire à cette étape, je le conserve donc sous cette forme et exprime maintenant le champ lointain suite au passage par le filtre à contraste de phase, noté E_{CLtri}^F . Le raisonnement à suivre est exactement le même que dans le cas de la maille carrée, à la différence près que le plot central du filtre à contraste de phase adopte maintenant un profil spatial circulaire, de rayon r .

$$E_{CLtri}^F(N_x, N_y) = \beta \cdot E_{CLtri}(N_x, N_y) + (j - \beta) \cdot E_{CLtri}(N_x, N_y) \cdot \text{circ}\left(\frac{\lambda \cdot f \cdot \sqrt{N_x^2 + N_y^2}}{r}\right) \quad B.35$$

La restitution du champ proche après filtrage, noté $E_{CPtri}^F(x, y)$, s'obtient comme précédemment, par application d'une nouvelle transformation de Fourier à deux dimensions.

$$E_{CPtri}^F = TF_{2D}[E_{CLtri}^F(N_x, N_y)] \quad B.36$$

$$E_{CPtri}^F = \beta \cdot TF_{2D}[E_{CLtri}(N_x, N_y)] + (j - \beta) \cdot TF_{2D}[E_{CLtri}(N_x, N_y)] * TF_{2D}\left[\text{circ}\left(\frac{\lambda \cdot f \cdot \sqrt{N_x^2 + N_y^2}}{r}\right)\right] \quad B.37$$

Sachant qu'une ouverture circulaire de rayon « r » a pour transformée de Fourier,

$$TF_{2D}\left[\text{circ}\left(\frac{\lambda \cdot f \cdot \sqrt{N_x^2 + N_y^2}}{r}\right)\right] = 2 \cdot \pi \cdot \left(\frac{r}{\lambda \cdot f}\right)^2 \cdot \frac{J_1\left(2 \cdot \pi \cdot \frac{r}{\lambda \cdot f} \cdot \sqrt{x^2 + y^2}\right)}{2 \cdot \pi \cdot \frac{r}{\lambda \cdot f} \cdot \sqrt{x^2 + y^2}} \quad B.38$$

nous obtenons dans le plan D,

$$E_{CPtri}^F = \beta \cdot TF_{2D}[TF_{2D}[E_{CPtri}(x, y)]] + (j - \beta) \cdot TF_{2D}[TF_{2D}[E_{CPtri}(x, y)]] * 2 \cdot \pi \cdot \left(\frac{r}{\lambda \cdot f}\right)^2 \cdot \frac{J_1\left(2 \cdot \pi \cdot \frac{r}{\lambda \cdot f} \cdot \sqrt{x^2 + y^2}\right)}{2 \cdot \pi \cdot \frac{r}{\lambda \cdot f} \cdot \sqrt{x^2 + y^2}} \quad B.39$$

$$E_{CPtri}^F = \beta \cdot E_{CPtri}(-x, -y) + (j - \beta) \cdot E_{CPtri}(-x, -y) * 2 \cdot \pi \cdot \left(\frac{r}{\lambda \cdot f}\right)^2 \cdot \frac{J_1\left(2 \cdot \pi \cdot \frac{r}{\lambda \cdot f} \cdot \sqrt{x^2 + y^2}\right)}{2 \cdot \pi \cdot \frac{r}{\lambda \cdot f} \cdot \sqrt{x^2 + y^2}} \quad B.40$$

Cette dernière expression fait apparaître des produits de convolution entre les champs gaussiens et l'enveloppe de diffraction décrite par la fonction d'Airy. Les approximations faites dans le cas de l'agencement carré sont conservées dans le cas de la maille triangulaire. Les champs gaussiens, de

diamètres très inférieurs à celui de l'enveloppe de diffraction, sont assimilés à nouveau à des Diracs. Je donne ici directement l'expression discrétisée des amplitudes crêtes des champs gaussiens après filtrage (plan D).

$$b_n \approx \beta \cdot a_n + 2 \cdot (j - \beta) \cdot \left(\frac{\alpha \cdot 0,61 \cdot \pi \cdot 2 \cdot \omega_0}{N_r \cdot p} \right)^2 \cdot \sum_{m=1}^N a_m \cdot \frac{J_1 \left(2\pi \cdot r \cdot \frac{\rho_{n,m}}{\lambda \cdot f} \right)}{\left(2\pi \cdot r \cdot \frac{\rho_{n,m}}{\lambda \cdot f} \right)} \quad \text{B.41}$$

Où :

- λ : longueur d'onde de travail (ici, 1064 nm),
- ω_0 : rayon à 1/e en champ des faisceaux élémentaires de profils gaussiens,
- p : entraxe des faisceaux en champ proche (voir Fig.B4),
- j : déphasage induit par le filtre à contraste de phase,
- n, m : numéro de l'émetteur repéré comme indiqué en Fig.B4,
- N : nombre d'émetteurs de la matrice,
- N_r : nombre d'émetteurs sur la grande diagonale la matrice, ($N_r=7$ pour $N_{\max}=37$)
- J_1 : fonction de Bessel de 1^{ère} espèce, d'ordre 1 liée à la diffraction par le plot central du filtre à contraste de phase,
- r : rayon du plot de phase,
- $\rho_{n,m}$: distance séparant l'émetteur n de l'émetteur m ,
- α : diamètre du plot de phase normalisé au diamètre du lobe central de la figure d'interférences des émetteurs en phase, donné par la relation : $\alpha = \frac{2 \cdot r}{2,44 \cdot \frac{\lambda \cdot f}{D_{pup}}}$
- β : réflectivité périphérique (en intensité) du filtre à CdP.



Annexe C : Approche mathématiques de l'algorithme d'optimisation PIM

La fonction de transfert du système optique n'est pas une application linéaire, et n'est pas non plus bijective (bijective = chaque image a un seul et unique antécédent). C'est la raison pour laquelle, la restitution des phases doit se faire de manière itérative, par réduction d'un signal d'erreur. L'ensemble du système peut être vu comme un montage soustracteur d'asservissement des phases.

Soient les champs complexes à cophaser :

$$a = (a_1, \dots, a_n) \quad \text{C.1}$$

Tels que pour $k \in \mathbb{N}^+$, désignant le numéro d'émetteur laser:

$$a_k = r_k \cdot e^{j \cdot \psi_k} \quad \text{C.2}$$

$$r_k = |a_k| \text{ et } \psi_k = \arg(a_k) \in] - \pi; + \pi] \quad \text{C.3}$$

Les champs, à chaque instant t , sont notés a_k^t avec $a_k^0 = a$. A l'instant $t \neq 0$, $a_k^t \neq a$, car les phases évoluent au fil du temps. Nous cherchons à modifier les phases de chaque champ laser, de sorte à faire converger la suite définie par :

$$\lim_{t \rightarrow \infty} [\arg(a_k^t) - \arg(a_k^0)] = 0 \quad \text{C.4}$$

La convergence de cette suite est possible grâce au fait que l'on a, à chaque instant t , une information sur les champs lasers. Cette information est notée $I^t(a_k^t)$, et est donnée par :

$$I^t(a_k^t) = F(a_k^t) \quad \text{C.5}$$

Avec, F la fonction de transfert du système de filtrage optique, dont la forme analytique est connue (voir Annexe B).

Il a été démontré, lors des recherches de J. Benoist [94] sur ce sujet, que même dans le cas où cette fonction F est un isomorphisme linéaire (morphisme/application bijective et linéaire), il n'est pas possible de retrouver en une seule opération, les informations complètes sur les champs a (amplitudes et phases), à partir des seules informations d'amplitudes dans les espaces direct et réciproque :



$$\alpha = |a| \text{ et } \beta = |F(a)| \quad \text{C.6}$$

Son idée a alors été de procéder à la manière de Gerchberg-Saxton, c'est-à-dire par projections successives sur des ensembles de valeurs de contraintes [92].

Le 1^{er} ensemble de valeurs de contraintes se trouve dans l'espace direct et est constitué des modules des champs lasers de départ, que l'on maintient égaux entre eux à chaque instant t . Je définis un champ de départ comme suit :

$$a_k^t = |a_k^t| \cdot e^{j \cdot \psi_k^t} \quad \text{C.7}$$

Avec $|a_k^t| = 1 \forall t$, le 1^{er} ensemble de valeurs de contraintes. Les phases initiales ψ_k^0 sont quant à elles choisies aléatoirement dans l'intervalle $]-\pi ; +\pi]$ au départ, et vont évoluer au fil des corrections faites à chaque itération d'algorithme.

Le 2nd ensemble de valeurs de contraintes fige la distribution de phases vers laquelle nous voulons faire converger notre système. Il est défini à partir d'un cas idéal représenté par des champs lasers de mêmes modules et en phase.

Soient $E_{idéal}$, les champs complexe équi-amplitude et équi-phase dans l'espace direct (champ proche), et $E_{réf}$ les champs complexes de référence obtenus dans l'espace réciproque à l'issue de l'opération de filtrage représentée par la fonction F .

$$e^{j \cdot \psi_{réf}} = \frac{E_{réf}}{|E_{réf}|} \quad \text{C.8}$$

Avec,

$$E_{réf} = F(E_{idéal}) \quad \text{C.9}$$

Et,

$$|E_{idéal}| = 1 \text{ et } \arg(E_{idéal}) = 0 \quad \text{C.10}$$

Il est important de noter que tout changement dans le système optique nécessite de redéfinir la fonction de transfert F et de re-calculer les phases de référence $\psi_{réf}$.

Les projections que nous réalisons à chaque itération sont définies par des «opérateurs de projection» que je note, $\Pi_A(z)$ et $\Pi_B(z)$, et qui, pour tout $z \in \mathbb{C}$, ont pour expressions :

$$\Pi_A(z) = |F(a_k^t)| \cdot \frac{z}{|z|} \quad \text{C.11}$$

$$\Pi_B(z) = F^{-1}(\Pi_A(z)) = F^{-1}\left(|F(a_k^t)| \cdot \frac{z}{|z|}\right) \quad \text{C.12}$$

Dans le cas de l'opérateur $\Pi_A(z)$, on dit que l'on effectue la projection de z sur l'ensemble A . A , B et z étant des noms de paramètres choisis arbitrairement pour présenter les formes des opérateurs de projection. Nous les remplacerons par la suite, par les noms des variables d'intérêt.

Reprenons les étapes de calcul constituant une itération de notre algorithme. Nous démarrons sur des champs équi-amplitudes dans l'espace direct, mais de phases aléatoirement réparties dans l'intervalle $]-\pi ; +\pi]$. Je note ces champs :

$$a_k^n = |a_k| \cdot e^{j\psi_k^n} \quad \text{C.13}$$

Avec $n \in \mathbb{N}$ le numéro de l'itération, et $k \in \mathbb{N}$ l'indice d'un émetteur.

La première projection consiste dans un premier temps à obtenir les champs filtrés dans l'espace réciproque, notés ici b_k^n ,

$$b_k^n = F(a_k^n) = |b_k^n| \cdot e^{j\psi_k^n} \quad \text{C.14}$$

puis à associer des phases de référence aux modules obtenus après filtrage :

$$\Pi_{\psi_{ref}}(|b_k^n|) = |b_k^n| \cdot \frac{E_{ref}}{|E_{ref}|} = |b_k^n| \cdot e^{j\psi_{ref}} = b_k^m \quad \text{C.15}$$

Une fois ce résultat obtenu, nous effectuons la seconde projection :

$$\Pi_{|a_k^n|}(b_k^m) = F^{-1}(b_k^m) = c_k^n \quad \text{C.16}$$

Avec :

$$c_k^n = |c_k^n| \cdot e^{j\psi_{corr_k}^n} \quad \text{C.17}$$

Comme évoqué précédemment, nous sommes dans un système d'asservissement des phases. Le signal d'erreur à appliquer à chaque itération, est calculé de la manière suivante :

$$\varepsilon = \arg\left(\frac{a_k^n}{|a_k^n|}\right) - \arg\left(\frac{c_k^n}{|c_k^n|}\right) = \psi_k^n - \psi_{corr_k}^n \quad \text{C.18}$$

On pose alors :

$$\psi_k^{n+1} = \varepsilon \quad \text{C.19}$$

La seconde projection se termine ainsi en appliquant ce signal d'erreur au niveau des phases des champs de départ :

$$a_k^{n+1} = |a_k^n| \cdot e^{j\varepsilon} \quad \text{C.20}$$

A ce stade, une nouvelle itération commence, et l'ensemble des étapes décrites ci-dessus se répète jusqu'à tendre vers un signal d'erreur le plus faible possible, donnant ainsi des champs lasers en phase en amont du système de filtrage optique (champ proche).



Références bibliographiques

- [1] Space based laser communications break threshold, Optics and Photonics News May 2016
http://www.osa-opn.org/home/articles/volume_27/may_2016/features/space-based_laser_communications_break_threshold/
- [2] Clean Space, Source Web, <http://www.clean-space.eu/>, 2013
- [3] Breakthrough Starshot, Source Web, <http://www.nytimes.com>, 2016
- [4] Laser Mégajoule, site web <http://www-lmj.cea.fr/>
- [5] X Coherent Amplification Network, source web <https://portail.polytechnique.edu/izest/en>
- [6] www.ipgphotonics.com, Source Web
- [7] Lockheed Martin's 30 kW fiber-laser weapon disables truck from a mile away, Source Web, <http://www.laserfocusworld.com>, 2015.
- [8] S. Sivaramakrishnan et al. “Dynamics of Passively Phased Ring Oscillator Fiber Laser Arrays”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 51, n° 8, (2015).
- [9] C. J. Corcoran *et al.*, “Experimental demonstration of a phase-locked laser array using a self-Fourier cavity”, *Appl. Phys. Lett.*, **86**, pp.2011181-2011183, 2005.
- [10] J. Lhermite *et al.*, “Passive phase locking of an array of four fiber amplifiers by an all-optical feedback loop”, *Opt. Lett.*, vol.32, n° 13, pp.1842-1844, 2007
- [11] E. Ronen and Amiel A. Ishaaya, “Phase locking a fiber laser array via diffractive coupling”, *Opt. Express*, vol. 19, n° 2, 2011.
- [12] A. Shirakawa *et al.*, “Coherent addition of fiber lasers by use of a fiber coupler”, *Opt. Express*, vol.10, n°.21, pp.1167-1172, 2002.
- [13] D. Sabourdy *et al.*, “Efficient coherent combining of widely tunable fiber lasers”, *Opt. Express*, vol. 11, n°2, pp.87-97, 2003



- [14] S. Auroux *et al.*, “Coherence properties of two fiber lasers coupled by mutual injection”, *Opt. Express*, vol.17, n° 20, pp.17694-17699, 2009.
- [15] Y. Cheng *et al.* “Mutual injection phase locking coherent combination of solid-state lasers based on a corner cube”, *Opt. Lett.* vol.38, n° 23, pp.5150-5152, 2013.
- [16] D. Kouznetsov *et al.*, “Limits of coherent addition of lasers: simple estimate”, *Optical Review*, vol.12, n° 6, pp. 445-447, 2005.
- [17] J. E. Rothenberg “Passive coherent phasing of fiber laser arrays”, *Proc. of SPIE*, Vol. 6873, 2008.
- [18] A. E. Siegman, “Resonant modes of linearly coupled multiple fiber laser structures”, Note en ligne.
- [19] M. Fridman *et al.* “Passive phase-locking of 25 fiber lasers”, *Opt. Lett.*, vol 35, n° 9, pp.1434-1436, 2010.
- [20] Y. Cheng *et al.* “Coherent combination of mutual injection phase-locked fiber lasers with a corner cube reflector”, *Optics Communications* **313**, pp.238-242, 2014.
- [21] A. Brignon, *Coherent Laser Beam Combining*, Wiley-VCH, Chapter 10, pp.329-336, 2013.
- [22] J. Wen *et al.* “The Talbot effect: recent advances in classical optics nonlinear optics, quantum optics”, *Advances in Optics and Photonics* **5**, 83-130 (2013).
- [23] J. Lhermite *et al.* “Passive phase locking of an array of four fiber amplifiers by an all-optical feedback loop”, *Opt. Lett.*, vol.32, n°13, pp.1842-1844, 2007.
- [24] J. Guillot, « Laser à fibres auto-organisé à faisceaux multiples couplés », Manuscrit de thèse (2011).
- [25] B. He *et al.*, « High power coherent beam combination from two fiber lasers”, *Opt. Express*, vol.14, n° 7, pp. 2721-2726, 2006.
- [26] C. J. Corcoran *et al.*, « Experimental demonstration of a phase-locked laser array using a self-Fourier cavity », *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 201118 (2005).
- [27] C. J. Corcoran *et al.* « Talbot cavity redesigned for increased supermode discrimination with reduced loss », *Opt. Lett.*, Vol. 40, No. 15, pp.2957-2960 (2015).



- [28] D. Sabourdy *et al.* “Efficient coherent combining of widely tunable fiber lasers”, *Opt. Express*, Vol.11, No.2, pp.87-97 (2003).
- [29] A. Shirakawa *et al.* “Coherent addition of fiber lasers by use of a fiber coupler”, *Opt. Express*, Vol.10, No.21, pp.1167-1172 (2002).
- [30] H. Bruesselbach *et al.* “200W self-organized coherent fiber arrays”, Conference on Lasers & Electro-Optics (CLEO) 2005, CMDD4, pp.532-534.
- [31] W. Chang *et al.* “Array size scalability of passively coherently phased fiber laser arrays”, *Opt. Express*, Vol.18, No.9, pp.9634-9644 (2010)
- [32] A. Shirakawa *et al.*, “Fiber Laser Coherent Array for Power Scaling, Bandwidth Narrowing, and Coherent Beam Direction Control”, *Proc. SPIE* 5335, 89-97 (2004).
- [33] F. Jeux, “Mise en phase de lasers à fibre par auto-organisation : nouvelle architecture pour la montée en nombre” Manuscrit de thèse, (2013).
- [34] H. S. Chiang *et al.*, « Direct observation of Kramers-Kronig self-phasing in coherently combined fiber lasers », *Opt. Lett.*, Vol.38, No.20 (2013).
- [35] H. S. Chiang *et al.*, « Experimental measurements of the origin of self-phasing in passively coupled fiber lasers», *Opt. Lett.*, Vol.40, No.6 (2015).
- [36] F. Zernike, “Phase Contrast, A New Method for the Microscopic Observation of Transparent Object” *Physica* IX, No.7 (1942).
- [37] B.Wang *et al.*, “All-fiber 50W coherently combined passive laser array”, *Opt. Lett.*, Vol. 34, No. 7, pp.863-865 (2009).
- [38] T. Wu *et al.*, “Dynamical, bidirectional model for coherent beam combining in passive fiber laser arrays”, *Opt. Express*, vol. 18, n° 25, pp.25873-25886, 2010
- [39] T. H. Loftus *et al.*, “Four-Channel, High Power, Passively Phase Locked Fiber Array”, OSA Technical Digest, Advanced Solid-State Photonics (2008).



- [40] J. Lhermite, “Auto-synchronisation et combinaison cohérente de lasers à fibre”, Manuscrit de these (2008).
- [41] Yu-Hao XUE *et al.*, “High Power Passive Phase Locking of Four Yb-Doped Fiber Amplifiers by an All-Optical Feedback Loop”, *Chin. Phys. Lett.*, Vol.28, No. 5 (2011).
- [42] G. Bloom *et al.* “Coherent combining of two quantum-cascade lasers in a Michelson cavity”, *Opt. Lett.*, Vol. 35, No. 11, pp.1917-1919 (2010).
- [43] D. Paboeuf *et al.* “Volume Bragg grating external cavities for the passive phase locking of high-brightness diode laser arrays: theoretical and experimental study”, Vol. 28, No. 5, pp. 1289-1299 (2011).
- [44] A. Küng, “L’émission laser par diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques”, Manuscrit de these (1997).
- [45] G. P. Agrawal « Nonlinear Fiber Optics », 3rd. ed. Chapitre 4, pp.97-130 (2001).
- [46] M. Joffre, « Optique non-linéaire en régimes continue et femtoseconde », Cours, 2014
- [47] F. Louradour, « Phénomènes non-linéaires du 3^{ème} ordre », Cours, 2012
- [48] P. Rigaud, « Amplification fibrée multivoie avec décomposition spectrale pour la synthèse d’impulsions femtosecondes », Manuscrit de thèse (2014).
- [49] J. T. Manassah, « Self-phase modulation of incoherent light revisited », *Opt. Lett.* Vol.16, No.21, pp.1638-1640 (1991).
- [50] S. I. Kablukov *et al.* « Output spectrum of Yb-doped fiber lasers », *Opt. Lett.*, Vol.37, No.13, pp.2508-2510 (2012).
- [51] M. A. Lapointe *et al.*, « Linewidth of high-power fiber lasers », *Proc. of SPIE*, Vol.7386 (2009).
- [52] S. A. Babin *et al.*, « Four-wave-mixing-induced turbulent spectral broadening in a long Raman fiber laser », *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol.24, No.8, pp.1729-1738 (2007).
- [53] S. A. Babin *et al.*, « Spectral broadening in Raman fiber lasers », *Opt. Letters*, Vol.31, No. 20, pp. 3007-3009 (2006).



- [54] S. A. Babin *et al.*, “Turbulence-induced square root broadening of the Raman fiber laser output spectrum”, *Opt. Letters*, Vol.33, No. 6, pp.633-635 (2008).
- [55] T. B. Simpson, “Extraction characteristics of a dual fiber compound cavity”, *Opt. Express*, Vol. 10, No. 20, pp.1060-1073 (2002).
- [56] A. E. Siegman, “Lasers”, University Science Books, pp.485-490, (1986).
- [57] D. Kabeya *et al.*, “Combining efficiency degraded by gain in passively phase-locked laser arrays: contribution of the spectral filtering”, *Opt. Express*, vol. 23, No. 4, pp. 5035-5043 (2015).
- [58] A. Brignon, *Coherent Laser Beam Combining*, Wiley-VCH, Chapter 6, pp.167-191 (2013).
- [59] G. Mourou *et al.* “The future is fiber accelerators”, *Nature Photonics*, vol. 7, pp.258-261, 2013.
- [60] A. Azarian “Combinaison cohérente de lasers à fibre : Etude en régime impulsionnel et mise en phase d’un grand nombre d’émetteurs », Manuscrit de thèse, 2012.
- [61] G. D. Goodno *et al.* “Brightness-scaling potential of actively phase-locked solid-state laser arrays”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol.13, n° 3, pp.460-472, 2007.
- [62] S. J. McNaught *et al.* “100-kW Coherently Combined Nd:YAG MOPA Laser Array”, *Frontiers in Optics*, p. FthD2 (2009).
- [63] G. D. Goodno *et al.* “Active phase and polarization locking of a 1.4kW fiber amplifier”, *Opt. Lett.* Vol. 35, No. 10, pp.1542-1544 (2010).
- [64] C. X. Yu *et al.* “Coherent beam combining of large number of PM fibres in 2-D fibre array, *Elec. Lett.* Vol. 42, No. 18, (2006).
- [65] H. Chorsowjan *et al.* “Interferometric phase shift compensation technique for high-power, tiled-aperture coherent beam combination”, *Opt. Lett.* Vol. 38, No. 8, pp. 1277-1278 (2013).
- [66] J. Bourderionnet *et al.* “Collective coherent phase combining of 64 fibers”, *Opt. Express*, vol. 19, n°18, pp.17053-17058, 2011.



- [67] M. Antier *et al.* “kHz Closed loop Interferometric Technique for Coherent Fiber Beam Combining”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 20, n° 5, 2014.
- [68] T. R. O’Meara, “The multidither principle in adaptive optics”, *J. opt. Soc. Am.*, vol. 63, n° 3, pp.306-315, 1977.
- [69] T. M. Shay, “Theory of electronically phased coherent beam combination without a reference beam”, *Opt. Express*, vol. 14, n° 25, pp.12188-195, 2006.
- [70] L. J. Henry and T. M. Shay, “Fiber active path length synchronization”, Brevet, US8503070 B1, 2013.
- [71] A. Brignon, *Coherent Laser Beam Combining*, Wiley-VCH, Chapter 2, pp.45-73 (2013).
- [72] T. M. Shay *et al.* « Self-synchronous and self-referenced coherent beam combination for large optical arrays », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 13, n° 3, pp.480-486, 2007.
- [73] B. N. Pulford, “LOCSET Phase Locking: Operation, Diagnostics, and Applications”, Manuscrit de thèse, 2011.
- [74] 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 », Manuscrit de thèse, 2010.
- [75] P. Bourdon, « Technologies laser pour applications militaires », HDR, 2016.
- [76] H. K. Ahn *et al.*, “Cascaded multi-dithering theory for coherent beam combining of multiplexed beam elements”, *Opt. Express*, vol. 23, n° 9, pp. 12407-12413, 2015.
- [77] H. K. Ahn *et al.*, « Feasibility of cascaded multi-dithering technique for coherent addition of a large number of beam elements », *Appl. Optics*, vol. 55, n° 15, pp.4101-4108, 2016.
- [78] A. Flores *et al.*, “Coherent Beam Combining of Fiber Amplifiers in a kW Regime”, Conference on Lasers and Electro-Optics, p. CThO5, 2010
- [79] Y. Ma *et al.*, “Coherent beam combination of 1.08kW fiber amplifier array using single frequency dithering technique”, *Opt. Lett.*, vol. 36, n° 6, pp.951-953, 2011.



- [80] Y. Ma *et al.*, “Active phase locking of fiber amplifiers using sine-cosine single-frequency dithering technique”, *Appl. Optics*, vol. 50, n° 19, pp.3330-3333, 2011.
- [81] M. Vorontsov *et al.* “Adaptive imaging system for phase-distorted extended source and multiple-distance objects”, *Appl. Optics*, vol. 36, n° 15, pp.3319-3328, 1997.
- [82] M. Vorontsov *et al.* “Adaptive phase-distortion correction based on parallel gradient-descent optimization”, *Opt. Lett.*, vol. 22, n° 12, pp.907-909, 1997.
- [83] C. X. Yu *et al.* “Coherent combining of a 4kW, eight-element fiber amplifier array”, *Opt. Lett.* vol. 36, n° 14, pp. 2686-2688, 2011.
- [84] T. Weyrauch *et al.*, “Atmospheric compensation with a speckle beacon in strong scintillation conditions: directed energy and laser communication applications”, *Appl. Optics*, vol. 44, n° 3, pp.6388-6401, 2005.
- [85] M. Vorontsov *et al.*, “Deep turbulence effects compensation experiments with a cascaded adaptive optics system using a 3.63 m telescope”, *Appl. Optics*, vol. 48, n° 1, pp.47-57, 2009.
- [86] M. Vorontsov *et al.* “Adaptive array of phase-locked fiber collimator: analysis and experimental demonstration”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 15, n° 2, pp.269-280, 2009.
- [87] P. Zhou *et al.* “Coherent beam combining of fiber amplifiers using stochastic parallel gradient descent algorithm and its application”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 15, n° 2, pp.248-256, 2009.
- [88] T. Weyrauch *et al.* “Experimental demonstration of coherent beam combining over a 7km propagation path”, *Opt. Lett.* vol. 36, n° 22, pp. 4455-4457, 2011.
- [89] T. Weyrauch, *et al.* “Deep turbulence effects mitigation with coherent combining of 21 laser beams over 7km”, *Opt. Lett.*, vol. 41, n° 4, pp.840-843, 2016.
- [90] S. M. Redmond *et al.* “Diffractive coherent combining of a 2.5kW fiber laser array into a 1.9kW Gaussian beam”, *Opt. Lett.* vol. 37, n° 14, pp.2832-2834, 2012.
- [91] V. Kermène *et al.* « Procédé et système pour la génération d'une puissance laser élevée », Brevet, WO 2016062942 A1, 2016



- [92] R. W. Gerchberg and W. O. Saxton, "A practical Algorithm for the Determination of Phase from Image and Diffraction Plane Pictures", *Optik*, vol. 3, n° 2, pp.237-246, 1972.
- [93] J. R. Fineup, "Phase retrieval algorithms: a comparison", *Appl. Opt.*, vol. 21, n° 15, pp.2758-2769, 1982.
- [94] J. Benoist, « Quelques problèmes de co-phasage en physique et leurs conjectures mathématiques », Document privé, Avril-Juillet 2012.
- [95] C. D. Nabors, "Effects of phase errors on coherent emitter arrays", *Appl. Opt.*, vol.33, n° 12, 1994.
- [96] J. Lhermite *et al.* "Coherent combining of 49 laser beams from a multiple core optical fiber by a spatial light modulator", *Opt. Express*, vol. 18, n° 5, pp.4783-4789, (2010).
- [97] J. Garcia-Marquez *et al.*, "Flicker minimization in an LCoS spatial light modulator", *Opt. Express*, vol.20, n° 8, pp.8431-8441, 2012.
- [98] T. Weyrauch *et al.*, "Atmospheric compensation with a speckle beacon in strong scintillation conditions: directed energy and laser communication applications", *Appl. Optics*, vol. 44, n° 3°, pp.6388-6401, 2005.
- [99] M. Vorontsov *et al.*, "Deep turbulence effects compensation experiments with a cascaded adaptive optics system using a 3.63 m telescope", *Appl. Optics*, vol. 48, n° 1, pp.47-57, 2009.
- [100] S. Desmoutier, « Recombinaison cohérente de fibres laser », Manuscrit de thèse, 2006.



Liste des communications

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

- D. Kabeya, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot, A. Tonello and A. Barthélémy, “Combining efficiency degraded by gain passively phase-locked laser arrays: contribution of the spectral filtering”, *Opt. Express*, vol. 23, n° 4, pp.5035-5042, 2015.
- D. Kabeya, V. Kermène, M. Fabert, J. Benoist, A. Desfarges-Berthelemot and A. Barthélémy, “Active coherent combining of laser beam arrays by means of phase-intensity mapping in an optimization loop”, *Opt. Express*, vol. 23, n° 24, pp.31059-31068, 2015.
- *Un 3^{ème} article présentant les démonstrations de mise en phase de réseaux d’émetteurs fibrés au moyen de la méthode PIM est en cours de rédaction.*

Communications orales dans des congrès nationaux et internationaux

- D. Kabeya, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot, A. Tonello et A. Barthélémy, “Combining Efficiency Limitation in Passively Phase-locked Laser Arrays”, CJ-1-5, CLEO/Europe - EQEC 2015.
- D. Kabeya, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot, A. Tonello et A. Barthélémy, « Combinaison Cohérente de Lasers par Auto-organisation : Comportement Loin du Seuil », JNOG 2015.
- D. Kabeya, V. Kermène, M. Fabert, J. Benoist, A. Desfarges-Berthelemot, and A. Barthélémy, “Combinaison cohérente de réseaux de lasers à fibre par conversion phase-intensité dans une boucle d’optimization”, Workshop Etudiant du Laboratoire XLIM, 2015.
- D. Kabeya, V. Kermène, M. Fabert, J. Benoist, A. Desfarges-Berthelemot, and A. Barthélémy, “Phase-intensity conversion associated with an optimization loop for active coherent laser beam combining”, Stu1M.2, CLEO US 2016.
- V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot, R. Florentin, D. Kabeya, P. Rigaud et A. Barthélémy, “Synthèse cohérente de faisceaux brillants et d’impulsions brèves à partir de sources lasers à fibre”, JNOG 2016

Brevets

- V. Kermène, Agnès Desfarges-Berthelemot, Paul Armand, Joël Benoist, David Kabeya, Alain Barthélémy, David Sabourdy, Jean-Eucher Montagne, « Procédé et système pour la génération d'une puissance laser élevée » (No. De publication WO 2016062942 A1), publié le 28 Avril 2016.



Table des illustrations

Figure I-1 : Illustration de la raréfaction des modes longitudinaux communs avec l'augmentation du nombre de sous-cavités extraite de la référence [33].....	13
Figure I-2 : Evolution de l'efficacité de combinaison calculée au moyen des divers modèles considérant soit une cavité froide : Kouznetsov (courbe rouge), Siegman (courbe verte), soit une cavité laser : Chang (triangles) + conditions de simulation.....	14
Figure I-3 : Schéma du dispositif expérimental ayant permis la mise en phase de deux lasers [14].....	15
Figure I-4 : Figures d'interférences obtenues avec le montage illustré en Figure.I-3, dans un cas où la cohérence mutuelle est à son maximum [14].....	16
Figure I-5 : Schéma et photo du banc expérimental utilisé dans [19] pour essayer d'atteindre la mise en phase passive de 25 lasers par injection mutuelle.....	16
Figure I-6 : Graphe illustrant la décroissance de la qualité de la mise en phase observée au travers du contraste de la figure d'interférence : résultat expérimental (croix rouges), prévisions numériques (courbe bleue) [19].....	17
Figure I-7 : Schéma expérimental du dispositif de mise en phase passive par injection mutuelle utilisant le réflecteur en coin de cube (cas de quatre voies amplificatrices) [20].	18
Figure I-8 : Figure d'interférence en champ lointain résultant de la combinaison cohérente des 4 faisceaux mis en phase par injection mutuelle dans [20].....	18
Figure I-9 : – Figure d'interférences obtenue par diffraction d'un réseau de sources périodiques synchrones (effet Talbot) [22].....	19
Figure I-10 : Schéma du montage expérimental proposé dans [11] pour démontrer la mise en phase de sept laser à fibres par couplage diffractif.....	19
Figure I-11 : Figure d'interférences obtenue par couplage diffractif ou effet Talbot [11].	20
Figure I-12 : Schéma du montage expérimental utilisé pour mettre en phase quatre voies amplificatrices fibrées extrait de [23].....	21
Figure I-13 : Champ lointain expérimental enregistré avec le laser à quatre voies amplificatrices fibrées (réseau 1D) illustrant le fonctionnement en régime co-phasé (extrait de [23]).	22
Figure I-14 : Figures d'interférences obtenues en champ lointain résultant de la combinaison cohérente des 4 émetteurs placés dans une maille carré. Les points de fonctionnement et les efficacités de combinaison η associées sont indiqués sur chaque image [24].	23
Figure I-15 : Schéma du montage expérimental proposé par B. He <i>et al.</i> dans [25].....	24
Figure I-16 : Image des champs lointains obtenus par la méthode présentée par B.He <i>et al.</i> dans [25], dans un cas « <i>non-phasé</i> » sur l'image (a), et dans le cas « <i>en phase</i> » sur l'image (b).	24
Figure I-17 : Schéma de la cavité à auto-transformée de Fourier présentés dans [26].	25
Figure I-18 : Schéma d'un laser interféromètre à N voies extrait de [28]	26
Figure I-19 : Schéma du laser interféromètre de type Mach-Zehnder à quatre voies amplificatrices présenté dans [28].....	26

Figure I-20 : Evolution de la part de puissance de sortie obtenue par sommation cohérente des rayonnements, en fonction du nombre d'émetteur combinés [30]. Les libellés sur chaque courbe se rapportent aux conditions expérimentales des travaux décrits et permettent de les identifier.	27
Figure I-21 : Schéma de la cavité composite à 16 émetteurs réalisée par W. Chang et al. [31].	28
Figure I-22 : Evolution de l'efficacité de combinaison en fonction du nombre d'émetteurs à co-phaser : modèle numérique de D. Kouznetsov et al. [16] (courbe rouge), données expérimentales de A. Shirakawa et al. [32] (carrés rouges) et données expérimentales de W. Chang et al. [31] (point bleu).	28
Figure I-23 : Schéma du banc expérimental réalisant la mise en phase de neuf émetteurs couplés au moyen du filtrage par contraste de phase et des couplages gain-phase dans les amplificateurs [33].	30
Figure I-24 : Figure d'interférences obtenues en champ lointain dans le cas d'une matrice 3x3 émetteurs (a), 4x4 émetteurs (b) et 4x5 émetteurs (c) [33].	31
Figure I-25 Laser interféromètre tout-fibré délivrant 50W de puissance combinée. Figure extraite de la référence [37].	32
Figure I-26 Evolution de l'efficacité de combinaison en fonction de la puissance totale de pompage dans le cas de montages utilisant des fibres différentes : fibre de 6µm de diamètre de cœur (courbe bleue) et fibre à large aire modale de 11µm de diamètre cœur (courbe rose) extraite de [37].	33
Figure I-27 Schéma du laser composite à filtrage spatial intracavité réalisé par T. H. Loftus et al. [39].	35
Figure I-28 Image du champ lointain obtenu dans [39] lors la mise en phase passive de quatre voies amplificatrices fibrées.	35
Figure I-29 : Champ lointain résultant de la combinaison de 4 faisceaux lasers présenté par Yu-Hao XUE <i>et al.</i> pour une puissance de 100W (a), 500W (b), 800W, (c), 1062 W (d) [41].	36
Figure I-30 Schéma du laser interféromètre entièrement fibré de type Mach-Zehnder, à deux voies amplificatrices. (CA : Clive en Angle ; Cx : Coupleur numéro x ; Mux. : Multiplexeur en longueur d'onde ; G : Fibre amplificatrice ; CP : Contrôleur de Polarisation).	38
Figure I-31 : Evolution du rapport de puissances $P_{\text{utile}}/P_{\text{fuites}}$ en fonction du niveau de pompage des amplificateurs (courbe bleue). La courbe orange donne les valeurs d'efficacité de combinaison correspondante.	40
Figure I-32 : Spectres mesurés sur la voie « utile » pour différents niveaux de pompage.	41
Figure I-33 : Demi-spectre d'un rayonnement multimode incohérent soumis à divers niveau de non-linéarités Kerr : (i) $\alpha^2=0,1$, (ii) $\alpha^2=1$ et (iii) $\alpha^2=5$ [49].	46
Figure I-34 : Spectres d'un laser à fibre dopée ytterbium pour plusieurs niveaux de pompage(a). Evolution des largeurs de ces spectres en fonction de la puissance de pompage de l'amplificateur (b) [50].	47
Figure I-35 Spectres émis par un laser Raman. Les spectres de profil en sécante hyperbolique s'élargissent avec la montée en puissance d'entrée de l'onde incidente : (a) – 0,4W (~ seuil), (b), 1W, (c), 2W et (d) 3W [54].	50

Figure I-36 Spectre émis par le laser interféromètre de type Mach-Zehnder entièrement fibré à deux voies amplificatrices, pour une puissance de pompage totale de 3,7W : (a) échelle linéaire (courbe rouge) + courbe de tendance en sécante hyperbolique (pointillés bleus), (b) échelle logarithmique (courbe rouge) + courbe de tendance en sécante hyperbolique (pointillés bleus).	51
Figure I-37 : Effet de l'auto-modulation de phase sur un spectre modulé par un interféromètre à deux ondes, pour plusieurs niveaux de non-linéarité Kerr.	52
Figure I-38 : Schéma du laser interféromètre de type Mach-Zehnder, avec combinaison en espace libre.	55
Figure I-39 : Evolution du rapport des puissances $P_{\text{utile}}/P_{\text{fuites}}$ dans le cas du montage expérimental présenté en Fig.38, pour une différence de marche fixée arbitrairement.	55
Figure I-40 : Spectres enregistrés respectivement à la sortie du laser (courbe bleue) et sur la sortie « à fuites » (courbe rouge) de la lame séparatrice servant à combiner les deux bras de l'interféromètre de Mach-Zehnder en espace libre, pour une différence de marche de 0,28mm, et une puissance de pompage de 16,7W.	56
Figure I-41 : Superposition des spectres expérimentaux sur les voies « utile » (courbe bleue) et « à fuites » (courbe rouge), ainsi que des fonctions de transfert vers la voie « utile » (courbe verte), et vers la voie « à fuites » (courbe violette).	57
Figure I-42 : Schéma synoptique du laser interféromètre en anneau	58
Figure I-43 : Evolution du rapport de puissance $P_{\text{utile}}/P_{\text{fuites}}$ dans le cas (a) expérimental, et (b) théorique.	59
Figure I-44 : Spectres laser sur les voies « utile » (courbe bleue) et « à fuites » (courbe rouge), dans le cas expérimental (a), et dans le cas analytique (b).	60
Figure I-45 : Représentation schématique des spectres obtenus sur les voies « utile » et « à fuites » (courbes vertes) pour un niveau de pompage arbitraire. La courbe orange donne l'allure de la fonction qui lie les spectres des voies « utile » et « à fuites ».	61
Figure I-46 : Représentation schématique des spectres obtenus sur les voies « utile » et « à fuites » pour un niveau de pompage arbitrairement faible (courbes vertes), et pour un niveau de pompage plus élevé (courbes violettes). La courbe orange donne toujours l'allure de la fonction qui lie les spectres des voies « utile » et « à fuites ».	62
Figure I-47 : Evolution du rapport de puissance $P_{\text{utile}}/P_{\text{fuites}}$ en fonction du niveau de pompage dans un cas sans filtrage spectral intracavité (courbe rouge), et avec filtrage spectral intracavité (courbe noire) dans le cas d'une différence de marche de 1,48mm.	63
Figure I-48 : Evolution du rapport de puissance $P_{\text{utile}}/P_{\text{fuites}}$ en fonction du gain petit signal et pour des réseaux de deux à six lasers.	64
Figure II-1 Densité spectrale de bruit de phase dans un amplificateur à fibre dopée ytterbium dans le cas non-pompé (courbe bleue), et pompé (courbe verte) [59]	69
Figure II-2 : Schéma d'un montage expérimental de mise en phase par détection optique hétérodyne extrait de [61]	70
Figure II-3 : Photo du système laser ayant atteint 105kW en continu (a), et schéma simplifié de son montage expérimental (b) [62].	71

Figure II-4 Image du champ proche constitué des sept faisceaux amplifiés (a) et champ lointain résultant illustrant leur combinaison cohérente (b) [62].	72
Figure II-5 Montage dédié à la mise en phase de 48 voies lasers constituées de fibres passives et proposé par C. X. Yu et al. [64].	73
Figure II-6 Schéma du montage expérimental ayant réalisé la mise en phase de deux voies passives au moyen de la méthode proposée par H. Chosrowjan et al. [65].	74
Figure II-7 Dispositif de mise en phase exploitant l'interférométrie à décalage quadrilatéral présentée dans [66].	75
Figure II-8 Schéma typique d'un montage réalisant la mise en phase d'un réseau d'émetteurs par LOCSET [71].	76
Figure II-9 Schéma du montage expérimental ayant permis la mise en phase de trente-deux voies passives par la technique LOCSET [73]. Un montage de démodulation I-Q a permis la quantification de l'erreur de phase résiduelle.	77
Figure II-10 Schéma d'un montage utilisant une cascade de bloc d'asservissement utilisant la technique de mise en phase LOCSET [76].	79
Figure II-11 Schéma du montage expérimental utilisé pour démontrer la mise en phase par la méthode LOCSET de 16 x 100W [78].	80
Figure II-12 Champ lointain à 1,4kW obtenu avec la boucle d'asservissement ouverte (a) et obtenu avec la boucle d'asservissement fermée (b) [78].	80
Figure II-13 Schéma de principe de la technique de mise en phase « Single frequency dithering » utilisant pour le marquage des voies un multiplexage temporel [79].	81
Figure II-14 Champ lointains obtenus par la méthode de mise en phase « Single frequency dithering » [80] lorsque la boucle d'asservissement est ouverte (a), lorsque la boucle d'asservissement est fermée (b), et à titre de comparaison, le cas théorique attendu avec les 9 rayonnements en phase (c).	82
Figure II-15 Schéma typique d'un dispositif de mise en phase utilisant un algorithme de SPGD [83].	83
Figure II-16 Schéma du montage expérimental ayant permis la combinaison cohérente par la technique SPGD de 21 émetteurs à 7km (a), Matrice de 21 émetteurs et leurs optiques de détection (b), Matrice de 7 émetteurs et leur optique de détection (c) [88,89]	85
Figure II-17 Franges d'interférences obtenues en champ lointain après mise en phase par la technique SPGD de huit émetteurs lasers délivrant chacun une puissance de 125W (a), 250W (b), 375W (c) et 500W (d) [90].	87
Figure III-1 : Schéma de principe de la méthode de phasage PIM.	92
Figure III-2 : Schéma type du dispositif de filtrage par contraste de phase dédié à l'observation d'objet de phase pure.	93
Figure III-3 : Représentation de la transcription des écarts de phases en écart d'amplitude par une opération de filtrage à CdP, dans le cas de déphasages faibles ($\ll 1$ rad.).	95
Figure III-4 : Représentation schématique du fonctionnement de l'algorithme de Gerchberg-Saxton. En rouge apparaissent les données de contraintes, En violet sont représentées les	

données projetées dans l'espace directe et en vert les données projetées dans l'espace réciproque.	96
Figure III-5 : Schéma de principe de la méthode de phasage PIM, avec identification des champs en amplitude et phase en divers points clés de ce dispositif.....	98
Figure III-6 : Détail des étapes de l'algorithme d'optimisation de la méthode PIM.	99
Figure III-7 : Schéma en 2D du montage optique réalisant le filtrage par contraste de phase d'un réseau de 4x4 faisceaux.	101
Figure III-8 : Représentation d'un champ proche dans le cas d'une maille carrée de 4x4 faisceaux gaussiens. Les différents termes de l'expression analytique de ce champ proche y sont représentés.	103
Figure III-9 : Représentation d'un champ lointain obtenu par diffraction à l'infini de faisceaux issus d'une maille carrée de 4x4 faisceaux gaussiens. Les différents termes de l'expression analytique de ce champ lointain y sont représentés.	104
Figure III-10 : Représentation des champs proche et lointain théoriques d'une matrice de 4x4 émetteurs présentant un taux de remplissage de (a) $\tau = 0,3$, (b) $\tau = 0,6$ et (c) $\tau = 0,9$. Les champs lointains sont calculés pour une lentille convergente de focale égale à 1m.	105
Figure III-11 : Représentation schématique du filtre à contraste de phase pour la maille carrée : à gauche est représentée une vue de face du filtre déphasant, et à droite sont données les caractéristiques opto-géométriques de la lame dans le plan de coupe AA.	106
Figure III-12 : Exemple de courbe de convergence obtenue ici pour un réseau de 4x4 émetteurs lasers disposés dans une matrice dont le taux de remplissage est de 0,9.	109
Figure III-13 : Evolution du nombre moyen d'itérations pour atteindre le critère de convergence $\eta=96\%$, en fonction des paramètres opto-géométriques du filtre à CdP (α , β^2), et pour un taux de remplissage de la matrice de faisceaux en champ proche de $\tau=0,9$	110
Figure III-14 : Evolution du nombre moyen d'itérations (N_{iter}) pour atteindre le critère de convergence $\eta=96\%$, en fonction des paramètres opto-géométriques du filtre à CdP (α , β^2), pour un taux de remplissage de la matrice de faisceaux en champ proche de $\tau=0,6$	111
Figure III-15 : Nappes de convergence (moyennées sur 200 jeux de phases initiales) donnant le nombre moyen d'itérations pour atteindre une efficacité de combinaison de 96%, pour divers couples de paramètres (α ; β^2) : (a) réseau de 3x3 lasers, (b) réseau de 10x10 lasers et (c) réseau de 20x20 lasers.	112
Figure III-16 : Evolution du nombre moyen d'itérations permettant d'atteindre $\eta=96\%$, en fonction de la taille du réseau de lasers. Les barres d'erreur donnent l'écart-type sur ce nombre d'itérations pour chaque configuration multifaisceaux.	114
Figure III-17 : Schéma descriptif du banc modèle expérimental ayant permis la démonstration du principe de la méthode de phasage PIM.	115
Figure III-18 : Face avant du programme de contrôle du premier MSL servant à créer la matrice de faisceaux en champ proche.	116
Figure III-19 : Face-avant du VI LabVIEW permettant le contrôle du MSL n°3 affichant le filtre à contraste de phase.	118



Figure III-20 : (a) Nappes de convergence pour une matrice de 4x4 faisceaux ($\tau=0,6$). Les étoiles représentent les couples de paramètres opto-géométriques du filtre. (b) à (d) - Comparaison des courbes de convergence théoriques (pointillés bleus) et expérimentales (continu rouge) obtenues respectivement pour les couples (étoile 1 $\Rightarrow \alpha=0,6$; $\beta^2=4\%$), (étoile 2 $\Rightarrow \alpha=0,7$; $\beta^2=15\%$) et (étoile 3 $\Rightarrow \alpha=0,6$; $\beta^2=30\%$), et pour un même jeu de phases initiales choisi arbitrairement.	120
Figure III-21 : Champ lointain expérimental : en boucle ouverte (a), en boucle fermée (b), et champ lointain théorique pour une matrice de 4x4 champs en phase (c).	121
Figure III-22 : Nappes de convergence (nombre d'actionnements nécessaires pour avoir une efficacité de combinaison de 96%, moyennés sur 200 tirages de phases aléatoires) pour plusieurs tailles de réseaux de lasers : (a) 3x3 émetteurs, (b) 5x5 émetteurs, (c) 10x10 émetteurs.	125
Figure III-23 : Comparaison des nombres d'actionnements nécessaires pour atteindre $\eta=96\%$: avec la méthode SPGD (a-courbe rouge) avec la méthode de phasage PIM (b-courbe bleue)...	127
Figure III-24 : Ecart-type du nombre d'actionnements nécessaires pour atteindre $\eta=96\%$: avec la méthode PIM (courbe bleue), et avec la SPGD (courbe rouge).	128
Figure III-25 : Schéma du banc modèle expérimental ayant servi à réaliser à la mise en phase par SPGD, d'un réseau de 4x4 émetteurs, identique à celui utilisé dans la méthode PIM.	130
Figure III-26 : Comparaison des courbes de convergence moyenne théorique (a) et expérimentale (b) obtenue par SPGD dans le cas d'une matrice de 4x4 faisceaux. Chaque courbe bleue de la figure de gauche représente la mise en phase à partir d'un des 200 jeux de phases initiales aléatoires. La moyenne de ces 200 courbes de convergence est donnée par la courbe rouge (figure de gauche).	131
Figure IV-1 : Représentations du champ proche contenant sept émetteurs disposés selon une maille triangulaire, dont le taux de remplissage est de 0,6 (a), et du champ lointain correspondant observable au foyer image d'une lentille convergente de focale +1m (b).....	134
Figure IV-2 : Nappes de convergence pour des matrices de 7 émetteurs (a), de 37 émetteurs (b) et de 127 émetteurs (c), avec un taux de remplissage $\tau=0,6$ conformément à la matrice utilisée expérimentalement. Ces nappes sont les résultats de moyennes faites sur 200 tirages de phases initiales aléatoires.	136
Figure IV-3 : Evolution du nombre moyen d'itérations nécessaires pour atteindre le critère de convergence dans les cas de matrices à mailles carrée (courbe brune) et triangulaire (courbe bleue), avec $\tau= 0,6$. Les résultats affichés ici sont des moyennes sur 200 tirages de phases aléatoires. Les barres d'erreurs renseignent sur l'écart-type autours de ces valeurs moyennes.	137
Figure IV-4 : Schéma du banc expérimental dédié à la mise en phase des sept faisceaux amplifiés par fibre optique.....	139
Figure IV-5 : Photographie du banc expérimental décrit par le schéma de la Figure.IV-4 Sur la photographie de gauche nous voyons le rack contenant l'architecture MOPA. La photographie de droite illustre le banc optique contenant le système imageur filtrant.....	140
Figure IV-6 : Schéma du télé-objectif utilisé pour la mise en place de la méthode PIM dans l'expérience du phasage des 7 émetteurs fibrés. Ce dernier est composé de 4 lentilles (convergentes et divergentes) et permet de disposer d'une focale équivalente de 3m dans un encombrement de 1m.	141

Figure IV-7 : Image enregistrée avec caméra CCD placée dans le plan focal image du télé-objectif correspondant au champ lointain du plan de la matrice de lentilles.....	141
Figure IV-8 : Figure d'interférences relevée dans le plan focal image du télé-objectif après ajustement (a), représentation qualitative du recouvrement des faisceaux correspondant au champ lointain de la figure de gauche (b). Le réticule rouge représente la position du barycentre du faisceau central de l'agencement pupillaire. Le disque jaune représente la zone de recouvrement des tous les faisceaux.....	142
Figure IV-9 : Image enregistrée en champ lointain illustrant les positions de chaque faisceau par rapport au plot du filtre à CdP. Les images sont obtenues en plaçant la caméra CCD derrière le filtre à CdP, ce qui explique que le plot déphasant et réfléchissant apparaisse sombre. Les franges rectilignes sont des parasites dues à une densité optique placée devant le capteur CCD. Le faisceau n°1 correspond à celui au centre du réseau, tandis que les faisceaux 2 à 7 correspondent à ceux de la couronne.....	143
Figure IV-10 : Image du plot déphasant du filtre à CdP utilisé dans les expériences de mise en phase. L'image a été produite en lumière blanche par un microscope à contraste de phase.....	144
Figure IV-11 : Image du champ lointain calculé à partir de données expérimentales (positions et diamètre des faisceaux en champ lointain).....	146
Figure IV-12 : Image du champ lointain en boucle ouverte (a), et en boucle fermée (b).	148
Figure IV-13 : Courbes de convergence expérimentales obtenues dans le cas de la mise en phase de sept émetteurs délivrant chacun 5W. Les vingt courbes bleues correspondent à vingt situations de phases initiales différentes. La courbe rouge représente la moyenne de ces courbes.	149
Figure IV-14 : Densités spectrales de puissance en boucle ouverte (courbe bleue), et en boucle fermée (courbe rouge).....	151
Figure IV-15 : Schéma du banc expérimental ayant permis la mise en phase de 37 émetteurs fibrés au moyen de la méthode PIM.	153
Figure IV-16 : Photographie du banc expérimental ayant permis la mise en phase de 37 émetteurs fibrés au moyen de la méthode PIM.	156
Figure IV-17 : Graphe illustrant le recouvrement des faisceaux en champ lointain. Les petites croix de couleurs différentes indiquent les positions des barycentres des faisceaux. Les cercles de différentes couleurs délimitent les diamètres des faisceaux à $1/e^2$ en intensité. Le réticule rouge indique le barycentre du faisceau central servant de référence en position. Le cercle en pointillés noirs délimite la zone de dispersion maximale des barycentres des faisceaux à ne pas dépasser (a). Figure d'interférences en champ lointain calculée avec des faisceaux en phase présentant ces erreurs de pointé et ces diamètres (b). Figure d'interférence en champ lointain calculée pour des faisceaux identiques, parfaitement en phase et se recouvrant parfaitement (c).	157
Figure IV-18 : Distribution des valeurs de PRIB pour différentes configurations de budgets d'erreurs.	158
Figure IV-19 : Figure d'interférences en champ lointain obtenue avec trente-sept émetteurs fibrés en boucle ouverte (a) et en boucle fermée (b). A titre de comparaison, la figure (c) représente la sommation cohérente des trente-sept champs lasers dans un cas idéal, c'est-à-dire sans biais expérimentaux.....	158

Figure IV-20 : Superposition des coupe des figures d'interférences expérimentale (courbe bleue) et théorique (pointillés rouges).	159
Figure IV-21 : Courbe moyenne de convergence correspondant à des jeux phases initiales différents.	161
Figure IV-22 : Fluctuation de l'intensité autour de l'axe moyen de propagation en champ lointain au cours du temps. Mesure réalisée en boucle fermée lors de la combinaison cohérente de trente-sept émetteurs.	162



Table des tableaux

Tableau I-1 : Tableau récapitulant les efficacités de combinaison présentées dans [33] pour les différentes tailles de réseaux d'émetteurs au voisinage du seuil laser.	31
Tableau II-1 Tableau récapitulant les meilleures performances en termes de nombres d'émetteurs co-phasés, de puissance totale délivrée et d'efficacité de combinaison sur l'ensemble des travaux présentés précédemment.	88
Tableau III-1 : Tableau récapitulatif du nombre d'itérations nécessaire à la convergence obtenu avec un même jeu de phases initiales.	121



Table des matières

Chapitre I. Combinaison cohérente passive de lasers en régime continu : montée en nombre d'émetteurs et montée en puissance	12
I.1. Introduction	12
I.2. Etat de l'art sur les performances atteintes avec les techniques passives de combinaison cohérente	13
I.2.1. Principe de la mise en phase passive : analyse au regard du nombre de lasers mis en jeu..	13
I.2.2. Architectures lasers dédiées à la mise en phase passive de lasers à fibre	14
I.2.2.1. Cavités lasers couplées de proche en proche	15
I.2.2.2. Cavité à transformation de Fourier : mise en phase par filtrage spatial	21
I.2.2.3. Cavité laser interféromètre : mise en phase par filtrage spectral intracavité	25
I.2.3. Combinaison cohérente passive de lasers à fibre délivrant de fortes puissances	32
I.3. Analyse de la mise en phase de lasers à fibre par auto-organisation spectrale, loin du seuil laser	37
I.3.1. Mesures expérimentales des caractéristiques d'émission d'un laser interféromètre de type Mach-Zehnder, à deux voies amplificatrices.	38
I.3.1.1. Performances énergétiques du laser de type Mach-Zehnder	38
I.3.1.1.1. Présentation de la cavité laser	38
I.3.1.1.2. Evolution des puissances et des spectres émis par le laser à différents niveaux de pompage.	39
I.3.2. Effets non-linéaires au sein des lasers à fibre fonctionnant en régime continu	42
I.3.2.1. Généralités sur les effets non-linéaires dans les fibres optiques	42
I.3.2.2. Prédications théoriques et observations expérimentales de l'impact des effets non-linéaires sur les performances des lasers à fibre	44
I.3.2.2.1. Effets non-linéaires prépondérant devant les effets liés à la dispersion	44
I.3.2.2.2. Effets dispersifs prépondérants devant les effets non-linéaires	48
I.3.2.3. Observations expérimentales des effets non-linéaires au sein d'un laser interféromètre à fibre	51
I.3.3. Analyses de l'impact du filtrage spectral loin du seuil laser	53
I.3.3.1. Présentation du montage expérimental	53
I.3.3.2. Analyse des caractéristiques énergétique et spectrale du laser interféromètre	55
I.3.3.3. Interprétations des résultats expérimentaux au moyen d'un modèle numérique « énergétique »	57
I.3.3.4. Impact de l'augmentation du nombre de voies lasers à co-phaser sur la qualité de la mise en phase	63
I.4. Conclusion.....	65
Chapitre II. Etat de l'art sur la montée en brillance de rayonnements lasers par combinaison cohérente active en régime continu	68
II.1. Introduction	68
II.2. Etat de l'art sur les techniques de mise en phase active	69
II.2.1. Méthodes interférométriques	70
II.2.1.1. Détection optique hétérodyne	70
II.2.1.2. Autres techniques interférométriques	72
II.2.2. Marquage fréquentiel	75
II.2.3. Techniques de mise en phase utilisant une approche itérative	82
II.3. Conclusion.....	88

Chapitre III. Mise en phase active par approche itérative rapide : proposition d'une méthode innovante dédiée aux grands nombres d'émetteurs.....	90
III.1. Introduction	90
III.2. Description de la méthode de phasage actif PIM	91
III.2.1. Opération de codage phase/amplitude	93
III.2.2. Optimisation au moyen de méthodes de projection.....	96
III.2.2.1. Optimisation au moyen de la méthode de Gerchberg-Saxton	96
III.2.2.2. Optimisation au moyen d'un nouvel algorithme de projections successives	97
III.3. Modélisation de la méthode PIM et étude numérique des performances	101
III.3.1. Fonction de transfert du système à contraste de phase	101
III.3.2. Optimisation des caractéristiques opto-géométriques du filtre spatial dédié à la méthode PIM et impact du taux de remplissage de la matrice de faisceaux.	108
III.3.3. Etude de la dépendance de la vitesse de convergence et de l'efficacité de la mise en phase au nombre d'émetteurs.....	113
III.4. Démonstration de principe du phasage actif d'un réseau d'émetteurs non amplifiés au moyen de la méthode PIM	114
III.4.1. Présentation du banc modèle expérimental	115
III.4.2. Comparaison des résultats expérimentaux issus du banc modèle avec ceux des simulations numériques	119
III.4.3. Conclusion sur les premiers résultats numériques et expérimentaux ayant démontré l'efficacité de la méthode PIM.....	122
III.5. Comparaison à une technique itérative standard de mise en phase : technique SPGD	122
III.5.1. Principe de la méthode SPGD.....	123
III.5.2. Recherche des paramètres d'exécution optimaux	125
III.5.3. Comparaison numérique des performances de la SPGD à celles de la méthode PIM....	126
III.5.4. Mise en œuvre expérimentale de la technique de phasage SPGD sur le banc modèle ...	129
III.5.4.1. Dispositif expérimental.....	129
III.5.4.2. Performances de la méthode SPGD dans l'environnement du banc modèle	130
III.6. Conclusion	131
Chapitre IV. Mise en phase active par approche itérative rapide : démonstration expérimentale du phasage de réseaux d'émetteurs fibrés délivrant jusqu'à 5W de puissance.....	133
IV.1. Introduction.....	133
IV.2. Système optique à contraste de phase pour un arrangement pupillaire à maille triangulaire	134
IV.3. Mise en phase de réseaux d'amplificateurs fibrés au moyen de la méthode PIM	138
IV.3.1. Présentation du banc expérimental dédié à la mise en phase de sept émetteurs fibrés...	138
IV.3.2. Démonstration expérimentale du phasage d'un réseau de sept voies amplificatrices fibrées au moyen de la méthode PIM	146
IV.3.2.1. Prise en compte des défauts expérimentaux de pointé et de collimation dans le calcul numérique du champ lointain et de la qualité de phasage associée	146
IV.3.2.2. Procédure de réglage	147
IV.3.2.3. Démonstration expérimentale de la combinaison cohérente de 7 faisceaux lasers et estimation de la qualité de la mise en phase.....	148
IV.3.2.4. Caractérisation de la dynamique de phasage en termes de temps de convergence et de bande passante	149
IV.4. Mise en phase de trente-sept voies amplificatrices fibrées : démonstration d'une mise en phase efficace à grand nombre d'émetteurs.....	152

IV.4.1. Présentation du banc expérimental mis en place pour la démonstration du phasage de 37 émetteurs délivrant 5W chacun	153
IV.4.2. Démonstration expérimentale de la mise en phase de trente-sept émetteurs fibrés délivrant jusqu'à 5W chacun	156
IV.5. Conclusion	163
Conclusion générale	165
Annexe A : Rappels sur quelques critères d'évaluation de la qualité de la mise en phase .	168
Annexe B : Calculs des champs filtrés issus du système imageur réalisant le filtrage à contraste de phase.....	174
Annexe C : Approche mathématiques de l'algorithme d'optimisation PIM	183
Références bibliographiques	187
Table des illustrations.....	196



Montée en brillance des réseaux de lasers à fibre : nouvelle approche par diagnostic à contraste de phase dans une boucle d'optimisation

Les méthodes de combinaison cohérente sont rapidement apparues comme très prometteuses dans la course à la puissance des sources lasers. Cela s'explique par le fait que la puissance autour de l'axe de propagation évolue selon une loi quadratique avec le nombre de faisceaux combinés. Mes premiers travaux ont porté sur la montée en puissance de pompage dans les systèmes de mise en phase passive par auto-organisation. Pour la première fois, nous avons mis en évidence à la fois expérimentalement et numériquement, qu'au-delà du seuil laser, le filtrage spectral intracavité dû à la structure interférométrique du système laser, est un des principaux facteurs limitant l'obtention de qualités de phasage élevées. L'augmentation du nombre d'émetteurs accentue la dégradation de l'efficacité de combinaison avec la montée en puissance, montrant l'incapacité de ce type de méthode à combiner efficacement un grand nombre d'émetteurs lasers de forte puissance. Par la suite, mes travaux ont porté sur l'étude d'une méthode innovante de phasage actif, mise au point à XLIM. Le principe de cette méthode associe un filtrage optique de type contraste de phase, à un algorithme d'optimisation réduisant les écarts de phases entre émetteurs. Les calculs et expériences ont mis en évidence la très faible sensibilité de la méthode au nombre d'émetteurs mis en jeu. Les démonstrations de combinaison cohérente de 7 à 37 émetteurs fibrés délivrant jusqu'à 5W chacun ont été faites. Ce dernier résultat constitue aujourd'hui un record en termes de nombre d'émetteurs combinés de manière active. L'efficacité de combinaison en champ lointain a été estimée à une valeur élevée de 94%, correspondant à une erreur de phase résiduelle d'environ $\lambda/25$. Le faible nombre d'itérations d'algorithme nécessaires pour converger a permis de corriger les fluctuations de phase sur une bande d'environ 1kHz.

Mots-clés : [Combinaison cohérente de lasers, Lasers à fibre]

Brightness enhancement in tiled-aperture laser systems: innovative method associating a phase-contrast like filter with an optimization loop.

Coherent laser beam combining techniques rapidly appeared highly promising in the field of ultra-high power laser sources. Indeed, the combined intensity around the propagation axis follows a quadratic law with the number of combined emitters. The first part of my work has been focused on passive phasing techniques, based on self-organization properties of coupled lasers. We have shown, both numerically and experimentally, that the intracavity filtering function due to the interferometric nature of the set-up, is an intrinsic reason for combining efficiency decrease far above laser threshold. The decrease goes steeper when the number of combined laser increases, making that kind of system inappropriate for coherently combining a large number of lasers delivering high power. The second part of my work consisted in studying an innovative active phasing method that associates a phase-contrast like filter with an optimization algorithm reducing phase errors between emitters. Both simulations and experiments showed the weak sensitivity of this method to the number of combined emitters. We demonstrated the phasing of 7 to 37 fiber lasers, delivering up to 5W each. To the best of our knowledge, this last result is the highest number of fiber lasers combined with an active phasing method. The combining efficiency has been estimated around 94%, corresponding to a residual phase error of $\lambda/25$. The weak number of algorithm iterations needed to reach the in-phase regime offered a bandwidth of approximately 1kHz.

Keywords : [Coherent laser beam combining, Fiber lasers]

