

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

INSTITUT DE RECHERCHE Xlim

Année : 2008

Thèse N° xx-2008

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline : “Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique”

Spécialité : “Photonique”

présentée et soutenue par

Jérôme LHERMITE

le 16 Octobre 2008

<p>AUTO-SYNCHRONISATION ET COMBINAISON COHERENTE DE LASERS A FIBRE</p>

Thèse dirigée par Alain BARTHELEMY

co-direction par Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT et Vincent KERMENE

JURY :

Rapporteurs :

Yves Jaouen : Professeur, HDR, ENST, Départ. Communications & Electronique

Frédéric Druon : Chargé de Recherche, HDR, Institut d'Optique

Examineurs :

François Salin : Directeur de Recherche, HDR, directeur EOLITE Systems

Agnès Desfarges-Berthelemot : Maître de Conférences, Xlim, Faculté des Sciences et Techniques, Université de Limoges

Vincent Kermene : Chargé de Recherche, Xlim, CNRS

Alain Barthélémy : Directeur de Recherche, HDR, Xlim, CNRS

Invité :

Jean-Eucher Montagne : Docteur es Sciences, Ingénieur Expert Laser, CILAS

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	11
CHAPITRE I.....	17
ETAT DE L'ART :LASERS A FIBRE ET COMBINAISON DE FAISCEAUX.....	17
INTRODUCTION.....	19
I. LES FIBRES AMPLIFICATRICES POUR LA FORTE PUISSANCE	20
I.1. Guidage par réflexion totale interne (rti).....	20
I.2. Guidage par effet de bande interdite photonique (bip).....	25
I.2.1. Les structures à bandes interdites photoniques unidimensionnelles (1D)	25
I.2.2. Les structures à bandes interdites photoniques bidimensionnelles (2D)	26
II. AMPLIFICATION EN PARALLELE : COMBINAISONS INCOHERENTE ET COHERENTE	28
II.1. Combinaison incohérente	28
II.1.1. Principe.....	28
II.1.2. Résultats principaux	31
II.2. Combinaison cohérente	33
II.2.1. Combinaison en champ proche et en champ lointain	34
II.2.1.1. Principe	34
II.2.1.2. Les configurations massives	35
II.2.1.3. Les configurations fibrées.....	37
• Les architectures multi-bras à fibres amplificatrices mono-coeur	37
• Les architectures multi-cœurs	40
II.2.1.4. Les configurations hybrides.....	41
II.2.2. Combinaison en champ lointain uniquement.....	42
II.2.2.1. Principe	43
II.2.2.2. Le contrôle actif des phases relatives.....	44
• Analyse des phases par une matrice de détecteurs.....	44
• Analyse des phases par un détecteur unique.....	49
II.2.2.3. Le couplage passif : mise en phase spontanée	52
• Par ondes évanescentes.....	52
• Par un élément d'optique diffractive (EOD).....	55
• Dans une cavité à transformation de Fourier (TF).....	56
• Par injection mutuelle.....	60
CONCLUSION.....	61
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	63

CHAPITRE II	75
COMBINAISON COHERENTE DE LASERS A FIBRE PAR FILTRAGE SPECTRAL : ARCHITECTURE INTERFEROMETRIQUE	75
INTRODUCTION	77
I. LE LASER INTERFEROMETRE.....	79
I.1. Principe	79
I.2. Réponse spectrale de la cavité interférométrique passive	82
I.2.1. Coefficient de réflexion équivalent de l'interféromètre.....	82
I.2.2. Réponse spectrale de la cavité interféromètre	84
I.3. Paramètres agissant sur l'efficacité de combinaison	87
I.3.1. Influence de la différence de marche ΔL	87
I.3.2. Conséquences de l'augmentation du nombre de sources élémentaires sur le spectre de fréquences temporelles	89
I.3.3. Influence du déséquilibre en puissance entre deux amplificateurs élémentaires.....	92
I.3.4. Influence de l'état de polarisation des sources élémentaires	94
II. LE LASER INTERFEROMETRE EN REGIME DE FONCTIONNEMENT DECLENCHE	99
II.1. Principe de fonctionnement du régime déclenché.....	99
II.2. Laser interféromètre et régime de fonctionnement déclenché.....	102
II.3. Résultats expérimentaux obtenus en pompage cœur.....	103
II.3.1. Etude du laser élémentaire.....	103
II.3.2. Etude du laser interféromètre	106
II.4. Expériences réalisées avec des fibres dopées pompées par la gaine	112
II.4.1. Etude des lasers élémentaires	116
II.4.2. Etude du laser interféromètre	118
III. LE LASER INTERFEROMETRE À MODES BLOQUES	123
III.1. Principe du régime à modes bloqués.....	123
III.2. Le fonctionnement du laser interféromètre à modes bloqués	125
III.3. Etude expérimentale du laser interféromètre à modes bloqués	132
III.3.1. Description du laser interféromètre à modes bloqués	132
III.3.2. Résultats expérimentaux	134
CONCLUSION	138
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	141

CHAPITRE III.....	147
COMBINAISON COHERENTE DE LASERS A FIBRE PAR FILTRAGE SPATIAL : ARCHTECTURE LASER MULTI-EMETTEURS	147
INTRODUCTION	149
I. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU LASER MULTI-EMETTEURS.....	152
II. ANALYSE THEORIQUE DU SYSTEME D'AGENCEMENT PUPILLAIRE : INFLUENCE DES PRINCIPAUX PARAMETRES	155
II.1. Caractérisation du champ lointain.....	157
II.1.1. Le rapport de Strehl.....	157
II.1.2. Le paramètre K : rapport des puissances crêtes résultant de combinaisons cohérente et incohérente.....	160
II.1.3. Le taux de combinaison.....	161
II.2. L'apodisation.....	161
II.3. Taux de remplissage.....	164
II.4. Expansion des faisceaux en sortie des amplificateurs	164
II.4.1. Expansion guidée.....	168
II.4.2. Expansion en espace libre.....	169
II.5. Erreur de pointé.....	170
II.6. Distribution aperiodique des émetteurs.....	172
III. ETUDE NUMERIQUE DE L'ARCHITECTURE LASER MULTI-EMETTEUR EN CAVITE FROIDE A PARTIR DE PARAMETRES EXPERIMENTAUX	175
III.1. Influence du filtrage spatial sur la réponse spectrale.....	177
III.2. Evolution de l'efficacité du processus de combinaison cohérente : évaluation du nombre maximum d'émetteurs passivement verrouillés en phase.....	183
III.2.1. Evolution de la réponse spectrale en fonction du nombre d'émetteurs.....	183
III.2.2. Evolution du profil du champ lointain en fonction du nombre d'émetteurs	187
III.2.3. Evolution du taux de combinaison en fonction du nombre d'émetteurs.....	189
III.2.4. Influence de la différence de marche entre chaque bras de la cavité ramifiée.....	192
III.2.5. Influence de la largeur de bande spectrale.....	193
III.3. Analyse statistique du déphasage moyen entre les émetteurs en champ proche	194
III.4. Mise en évidence du gain apporté par la combinaison cohérente par rapport à une sommation incohérente	197
IV. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA COMBINAISON COHERENTE DE LASERS PAR FILTRAGE SPATIAL A FAIBLE NIVEAU DE PUISSANCE.....	199
IV.1. Description de la mise en oeuvre expérimentale.....	199
IV.2. Observation du spectre de fréquences spatiales	201

IV.2.1.	Comparaison entre le champ lointain théorique et expérimental.....	204
IV.2.2.	Mesure de la stabilité en puissance.....	205
IV.2.3.	Observation expérimentale du gain en brillance apporté par une technique de combinaison cohérente	205
IV.2.4.	Mise en évidence de l'agilité en pointé du faisceau de sortie	207
IV.3.	Etude expérimentale de l'évolution du spectre de fréquences temporelles en fonction du nombre d'émetteurs	209
CONCLUSION.....		213
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES		215
CONCLUSION GENERALE		221
LISTE DES PUBLICATIONS.....		225

INTRODUCTION GENERALE

Le marché du laser de puissance est en pleine croissance depuis ces cinq dernières années tant pour les applications industrielles (soudage, marquage...) que pour des applications liées à la défense (pointage, télémétrie...). Deux voies techniques sont essentiellement poursuivies pour atteindre les puissances les plus élevées tout en préservant la qualité spatiale des faisceaux produits. Il s'agit d'une part, de la technologie des lasers à disque, d'autre part, de la technologie des lasers à fibre. Ces deux voies, l'une en espace libre l'autre en régime de propagation guidée, tentent de répondre à leur manière aux problèmes du pompage optique par diodes lasers et aux problèmes thermiques introduits par les très fortes puissances. Grâce à la très faible épaisseur (100 - 200 μm) du disque dopé et donc à la grande surface d'échange avec l'extérieur, les gradients de température dus à l'accumulation de la puissance de pompage sont très faibles, ce qui fait des lasers à disque de très bons candidats pour atteindre des puissances supérieures au kilowatt avec une émission proche de la limite de diffraction. Cependant, aujourd'hui, avec le développement des fibres à double gaine autorisant un pompage par des diodes multimodales puissantes, puis plus récemment avec l'arrivée des fibres microstructurées à large aire effective, il semblerait que la technologie fibre soit plus mature pour les applications industrielles. Dans ce domaine des lasers à fibre, un autre axe de recherche consiste à réaliser la combinaison de plusieurs faisceaux amplifiés en parallèle en utilisant des fibres de technologie éprouvée. Les recherches sur le développement de techniques de combinaison se sont intensifiées ces dernières années également en raison de l'intérêt qu'elles présentent pour accéder aux puissances ultimes là où les technologies actuelles atteignent leurs limites.

La combinaison peut se faire de manière incohérente ou de manière cohérente. La combinaison incohérente aussi qualifiée de combinaison spectrale est basée sur la sommation des puissances émises par des sources de longueurs d'onde distinctes au moyen d'un

composant dispersif. Ce type de source laser, faisant l'objet d'un grand intérêt, est plutôt destiné à des applications ne nécessitant pas de finesse spectrale particulière telles que les applications industrielles de soudage, marquage ou découpe laser. La technique cohérente est la voie la plus explorée pour combiner un ensemble de lasers élémentaires. Ce type de source est recherché pour des applications telles que le Lidar où la cohérence spectrale est requise. Cette méthode réalise la mise en phase des différents rayonnements amplifiés en parallèle pour produire un faisceau brillant dont le champ est la somme cohérente des champs des faisceaux élémentaires. L'architecture mise en œuvre peut être de type MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) : le rayonnement issu d'un laser maître est amplifié dans plusieurs bras disposés en parallèle et les phases des rayonnements en sortie de ces amplificateurs sont ajustées de façon active par des modulateurs placés sur chacun d'eux. Une autre solution consiste à placer tous les amplificateurs dans une même cavité arborescente et par filtrage interne, spatial ou fréquentiel, à imposer les phases relatives des différents émetteurs.

Dans ce travail de thèse, nous avons proposé et développé des architectures lasers qui relèvent de cette deuxième catégorie de méthodes de combinaison cohérente. Deux architectures particulières ont été explorées. La première étudiée pour la première fois au sein du laboratoire lors de la thèse de D. Sabourdy intègre un interféromètre de type Michelson ou Mach-Zehnder qui réalise un filtrage du spectre de fréquences temporelles pour obtenir un faisceau combiné de type TEM_{00} sur la voie commune du résonateur. La deuxième proposée au cours de cette thèse opère un filtrage spatial intra-cavité. Elle résulte d'une synthèse des travaux portant sur les cavités interféromètres et les cavités à transformation de Fourier. Ces dernières ont été développées au laboratoire dans les années 90 pour l'émission de modes complexes contrôlés par des filtres d'amplitude efficaces en champs proche et lointain. L'architecture que nous présentons dans ce manuscrit affiche intra-cavité le spectre de fréquences spatiales d'un ensemble d'émetteurs périodiquement répartis constituant le champ proche. L'opération de filtrage en champ lointain consiste à prélever intra-cavité le rayonnement d'une cellule uniphase pour redistribuer cette information vers l'ensemble des émetteurs. Cette boucle de rétroaction réalisée de façon électronique dans les systèmes actifs de combinaison cohérente est ici une boucle tout-optique ne nécessitant a priori pas de réglage. C'est là qu'on retrouve des points communs avec les lasers interféromètres : pour pallier aux perturbations environnementales qui modifient dans le temps les différences de

chemins optiques, le spectre de fréquences temporelles s'auto-ajuste en permanence et les relations de phase entre les différents émetteurs sont préservées.

Dans le premier chapitre, nous détaillerons les moyens permettant à ce jour la réalisation de lasers de forte puissance. Nous décrirons succinctement les techniques exploitant une fibre amplificatrice unique pour ensuite nous pencher plus particulièrement sur l'inventaire des configurations lasers mises à notre disposition permettant de combiner plusieurs sources élémentaires. Nous classerons ces techniques en deux grandes familles : celles réalisant une combinaison incohérente et celles mettant en œuvre des processus cohérents. Nous rassemblerons les techniques cohérentes en deux groupes en fonction du plan dans lequel la combinaison des sources élémentaires s'effectue : soit à la fois en champs proche et lointain, soit uniquement en champ lointain. Nous commenterons pour chacune de ces configurations les avantages qu'elles apportent et les inconvénients auxquels elles sont confrontées.

Le deuxième chapitre concerne la combinaison cohérente des rayonnements issus de plusieurs amplificateurs au sein d'une cavité laser à architecture interférométrique. Le principe de fonctionnement de cette architecture a été validé en régime de fonctionnement continu par D. Sabourdy. Lors de ma thèse, nous nous sommes attachés à démontrer la validité du processus de combinaison cohérente en régime impulsionnel. Nous présenterons tout d'abord les résultats que nous avons obtenus en régime de fonctionnement déclenché au sein d'une cavité entièrement fibrée intégrant un interféromètre de Mach-Zehnder. Nous analyserons les différentes caractéristiques d'émission (puissance moyenne, profil temporel et durée des impulsions) en regard de celles d'un laser élémentaire entrant dans la constitution du laser interféromètre. Ces travaux ont été réalisés dans le cadre d'un contrat DGA. Par la suite, nous décrirons les résultats obtenus en régime de fonctionnement à verrouillage de modes à savoir l'allure du signal temporel constitué de paquets d'impulsions dont la récurrence dépend de la longueur moyenne de la cavité interféromètre, la récurrence à l'intérieur de chaque paquet étant liée à la différence de chemin optique entre les bras de l'interféromètre. Ces travaux ont été réalisés en collaboration avec le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures qui nous a fourni un SESAM (SEMIConductor Saturable Absorber Mirror) pour moduler de façon passive les pertes intra-cavité. Enfin, nous concluons sur l'influence de ces régimes de fonctionnement sur l'efficacité du processus de combinaison cohérente.

Dans le troisième chapitre, nous décrivons la nouvelle architecture laser à émetteurs multiples cophasés par filtrage spatial. Cette nouvelle configuration apporte des solutions aux limitations fixées par l'architecture décrite dans le chapitre II. En effet, la nature même du laser interféromètre conduit à la combinaison intra-cavité sur l'élément filtrant qui doit alors supporter toute la puissance. A contrario, le laser à émetteurs multiples cophasés réalise la combinaison cohérente sur cible en champ lointain hors cavité. Après une description de son architecture, nous listerons les différentes façons d'évaluer la qualité spatiale du faisceau combiné. Puis, nous présenterons des résultats expérimentaux en régime de fonctionnement continu, obtenus avec des amplificateurs dopés erbium. Nous analyserons les éclaircissements en champ lointain pour un nombre d'émetteurs allant jusqu'à 5, le taux de combinaison et le spectre de fréquences temporelles.

CHAPITRE I

ETAT DE L'ART : LASERS A FIBRE ET COMBINAISON DE FAISCEAUX

INTRODUCTION

L'augmentation des niveaux de puissance délivrée par les lasers à fibre unimodale durant ces dernières années se voit confrontée à plusieurs facteurs limitants. Il apparaît très difficile d'allier à la fois une très bonne qualité de faisceau à la génération de très fortes puissances. L'apparition d'effets non-linéaires ou encore la destruction du matériau sont autant de raisons qui poussent la communauté scientifique à imaginer de nouveaux concepts de sources fibrées adaptées à la haute puissance. Nous allons dans ce premier chapitre passer en revue les solutions proposées. Le problème peut être abordé de deux façons : continuer à développer un amplificateur unique plus performant ou exploiter l'amplification en parallèle de plusieurs sources élémentaires de moindre puissance pour une combinaison de leurs rayonnements.

La première partie de ce chapitre est dédiée aux nouvelles générations de fibres optiques amplificatrices. Afin de contourner les limitations imposées par la montée en puissance, il est indispensable d'adapter les caractéristiques opto-géométriques de ces structures guidantes. La diminution de la densité surfacique de puissance au sein du guide passe inévitablement par l'augmentation de l'aire de son cœur tout en préservant la qualité spatiale du faisceau. Dans ce but, différentes géométries de fibres ont été imaginées. On peut les classer selon le type de guidage qu'elles réalisent. Celui-ci s'effectue soit par réflexion totale interne (RTI), soit par effet de bande interdite photonique (BIP). C'est sous cet angle que seront présentées dans ce chapitre les fibres optiques dédiées à la puissance.

La seconde partie de ce chapitre décrit une solution alternative qui fait aujourd'hui l'objet de recherches intenses. Elle consiste à répartir la puissance dans N guides élémentaires transportant des signaux de puissance modérée, et à réaliser la combinaison de ces N rayonnements. Selon que les N faisceaux sont verrouillés ou pas en phase, la combinaison s'effectue de façon cohérente ou incohérente. Pour la combinaison cohérente, nous distinguerons les techniques qui réalisent la combinaison en champs proche et lointain de celles qui réalisent la combinaison en champ lointain exclusivement.

I. LES FIBRES AMPLIFICATRICES POUR LA FORTE PUISSANCE

Nous savons clairement aujourd'hui que la génération de très fortes puissances au sein d'une fibre amplificatrice est principalement limitée par l'apparition d'effets non-linéaires qui dégradent les caractéristiques spatiales et spectrales de l'émission. On distingue deux types d'effets non-linéaires ; ceux issus de l'effet Kerr optique et les effets de diffusion stimulée. L'effet Kerr traduit la dépendance de l'indice de réfraction de la silice à l'intensité de l'onde optique se propageant dans la fibre. Il est à l'origine d'effets de modulations de phase (auto modulation de phase, modulation de phase croisée) et de phénomènes de génération de fréquences (mélange à quatre ondes). Ces phénomènes sont surtout présents en régime de fonctionnement impulsionnel court. En régime d'émission continue, les seuils d'apparition sont trop élevés pour être limitants. Les diffusions stimulées proviennent quant à elles d'interactions entre l'onde optique se propageant dans la fibre et des vibrations mécaniques de la matrice silice. Ces effets se traduisent par une déplétion de l'onde signal couplée à un transfert de puissance vers des longueurs d'onde plus hautes (onde Stokes), avec création d'un phonon acoustique (diffusion Brillouin), ou d'un phonon optique (diffusion Raman).

Le seuil d'apparition des effets non-linéaires peut cependant être repoussé à travers plusieurs techniques qui ont toutes en commun la même finalité, augmenter la surface de propagation du signal tout en conservant une qualité de faisceau proche de la limite de la diffraction en sortie de fibre.

Nous allons dans cette première partie recenser les principales voies étudiées par la communauté scientifique. Pour cela, nous distinguerons deux familles de fibres classées en fonction du type de guidage qu'elles assurent : le guidage par réflexion totale interne (RTI) ou bien le guidage par effet de bande interdite photonique (BIP).

I.1. GUIDAGE PAR REFLEXION TOTALE INTERNE (RTI)

Le guidage par réflexion totale interne exploite la condition de réflexion totale à l'interface cœur/gaine. Une fibre à saut d'indice est monomode si sa fréquence spatiale normalisée V est inférieure à 2,405. V dépend des caractéristiques optogéométriques du guide

(c'est-à-dire de l'ouverture numérique ON et du rayon de cœur a) et de la longueur d'onde du rayonnement :

$$V = \frac{2.\pi}{\lambda}.a.ON \quad (1.1)$$

Cette relation met en évidence le fait que l'augmentation de la taille du cœur de la fibre doit inévitablement s'accompagner de la diminution de l'ouverture numérique pour conserver l'unimodalité. Cela se matérialise par la diminution de la différence indicielle entre le cœur et la gaine, limitée à 10^{-3} en technique MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition). Cependant, le dopage en ions de terres rares conduit à une élévation de cette différence d'indice, proportionnelle à la concentration en ions dopants. Pour maintenir une faible ouverture numérique, il est nécessaire de limiter le dopage en ions de terres rares. La génération de puissance impose alors l'allongement de la fibre dopée ce qui est en contradiction avec la volonté de repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires.

Par conséquent, il apparaît indispensable de trouver des solutions conjuguant grande aire effective et propagation unimodale. La plus répandue consiste à utiliser une fibre légèrement multimodale et à réaliser un filtrage modal en relâchant les contraintes sur l'ouverture numérique par courbure de la fibre. En effet, le mode fondamental est moins sensible aux courbures que les modes d'ordre plus élevé. Un calcul effectué en 2003 dans une structure guidant quatre modes a mis en évidence l'évolution des pertes additionnelles sur chacun des modes en fonction du rayon de courbure de la fibre (figure I.1). On constate que, pour une courbure appropriée, les pertes sur les modes LP_{11} , LP_{21} et LP_{02} sont suffisantes pour privilégier un guidage du mode LP_{01} dans le cœur de $30\mu\text{m}$ de diamètre [LIM. 03]. Par exemple, pour un rayon de courbure de 5cm les pertes sur le mode fondamental sont de 0,01dB/m, bien inférieures à celles sur le premier mode d'ordre élevé (LP_{11}) de 52dB/m. Cette technique a permis en 2005 à Gapontsev et ses collaborateurs de réaliser un laser à fibre délivrant 2kW avec un faisceau proche de la limite de diffraction. Cette puissance demeure à ce jour un record [GAP. 05].

Il convient cependant de noter que pour atteindre les très fortes puissances, les diodes de pompage sont très multimodales ce qui nécessite d'augmenter le diamètre de la gaine interne (300 à $600\mu\text{m}$ pour des puissances lasers supérieures à 100W). Dans ces conditions, il devient difficile d'évacuer les modes par courbure sans risquer de rompre la fibre.

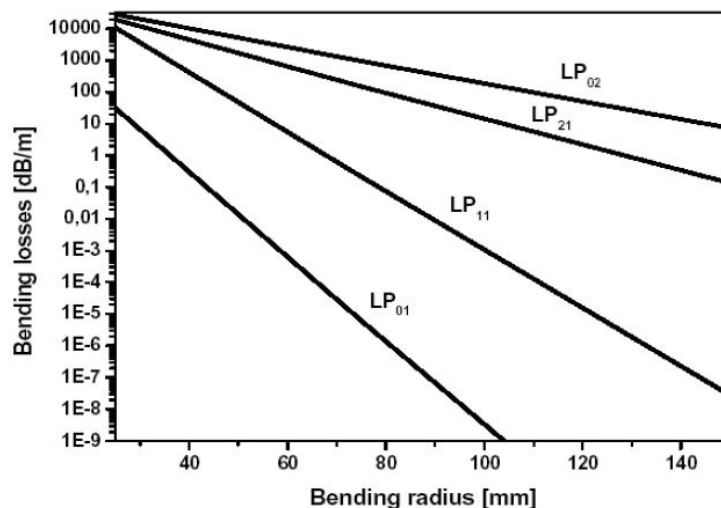


Figure I.1 : Evolution des pertes par courbure des 4 premiers modes guidés en fonction du rayon de courbure [LIM. 03]

Pour répondre à cette limitation technologique, très récemment, Wang et ses collaborateurs ont intégré les courbures directement dans la structure même de la fibre active dopée Ytterbium (figure I.2) [WAN. 06]. La trajectoire hélicoïdale du cœur multimodal de 30 μ m de diamètre assure l'évacuation des modes indésirables. Les meilleurs résultats ont été obtenus avec un pas P compris entre 8,5 et 8,8 mm. Dans ces conditions, 60,4 W à 1043 nm ont été extrait de la cavité avec une efficacité de 84 %, valeur comparable à celle attendue pour un laser à fibre double gaine conventionnel. L'inconvénient majeur de ce dispositif est son fibrage complexe nécessitant l'utilisation d'une préforme avec un cœur excentré que l'on fait tourner autour de son axe pendant le fibrage. On peut enfin s'interroger sur la possibilité ou non d'effectuer des soudures entre cette fibre et d'autres fibres conventionnelles.

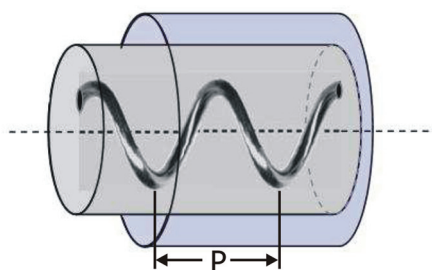


Figure I.2 : Schéma de la fibre double gaine à cœur hélicoïdal

Une autre solution particulièrement intéressante proposée par Ramachandran et ses collaborateurs consiste à transporter le signal dans la fibre non pas sur le mode fondamental mais sur un mode d'ordre élevé [NIC. 06]. Grâce à deux réseaux de longue période gravés à chaque extrémité de la fibre, le mode fondamental injecté est converti immédiatement en

mode d'ordre élevé de type LP_{0m} ($m>1$) pour subir en sortie le processus inverse. Sur le mode LP_{07} , l'aire effective du mode guidé atteint $2100 \mu\text{m}^2$ dans une fibre aux dimensions externes comparables à celle d'une fibre monomode conventionnelle. Pour l'instant, ces résultats ont été obtenus uniquement par propagation au sein d'une fibre passive. Deux remarques importantes peuvent être faites : ce type de dispositif requiert l'élaboration d'un profil d'indice très spécifique ; de plus, le signal transporté sur le mode LP_{07} (mode à très fort pic central) sort sur une fibre monomode, de diamètre de cœur standard, très vulnérable aux fortes densités surfaciques de puissance pouvant lui être imposées.



Figure I.3 : Mode LP_{07} [NIC. 06]

Le développement des fibres microstructurées air/silice (FMAS) ces dernières années a permis de faire émerger une nouvelle catégorie de fibres possédant large section dopée et faible ouverture numérique. La proportion d'air contenu dans la gaine permet de contrôler son indice et par conséquent l'ouverture numérique de son cœur. On parle de guidage par réflexion totale interne modifiée. La fabrication de telles fibres s'effectue par une technique d'assemblage/étirage (ou « stack and draw »). La gaine optique est constituée de silice pure incluant un arrangement périodique de trous d'air (parallèles à l'axe de propagation) selon une maille triangulaire ou hexagonale. Elle est réalisée à partir d'un tube de maintien de gros diamètre en silice dans lequel sont introduits plusieurs nouveaux tubes creux de silice de diamètre plus petit et dont l'épaisseur des parois va déterminer la fraction d'air présente dans la gaine. Le cœur est réalisé en remplaçant un ou plusieurs de ces tubes par un ou plusieurs barreaux centraux (purs ou encore dopés aux ions de terre rare pour la fabrication de fibres amplificatrices) pour assurer le guidage par réflexion totale interne modifiée. Cette première préforme peut directement être étirée en fibre microstructurée si les motifs désirés ne sont pas trop petits. Dans le cas contraire, la préforme est étirée en canne millistruée, manchonnée dans un tube de silice à bord épais, puis à nouveau étirée. La fibre microstructurée résultante peut alors posséder de très petits motifs, de l'ordre du micromètre. Enfin, l'ajout d'une

couronne de tubes autour du motif périodique peut être effectué dans le but de réaliser une couronne d'air autorisant un pompage par la gaine avec des diodes puissantes de grande ouverture numérique.

Des différences d'indice entre le cœur et la gaine de 10^{-4} peuvent être atteintes dans cette configuration, soit un ordre de grandeur en dessous de ce qu'autorise la technique MCVD. La taille du cœur d'une FMAS peut ainsi être augmentée sans altérer son unimodalité. Cependant des limitations persistent ; le guidage faible de ces dispositifs leur confère une grande sensibilité aux perturbations extérieures ainsi que des pertes aux courbures non négligeables. Ces fibres plus couramment appelées « rod-type » ont poussé le concept jusqu'à ses limites avec des diamètres de cœur de $70\mu\text{m}$ [SCH. 08]. Ces structures mi fibre mi barreau ont un diamètre externe de plusieurs millimètres leur conférant à la fois les avantages des lasers massifs et ceux des fibres (seuil laser bas et grande efficacité opto-optique). Les longueurs de barreaux « rod-type » utilisés sont équivalentes à celles d'un amplificateur à fibre. Cependant la rigidité de ces systèmes nécessitant notamment un pompage par l'extrémité à travers un système d'imagerie leur impose un encombrement bien supérieur à celui des lasers à fibre. En 2006, cette technologie a permis la réalisation d'une fibre avec un cœur dopé ytterbium de $60\mu\text{m}$ (figure I.4) pouvant générer 550W/m [LIM. 06].

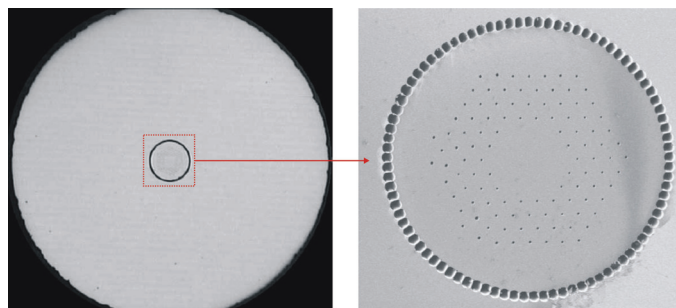


Figure I.4 : Section transverse d'une fibre dopée ytterbium de $60\mu\text{m}$ de diamètre de cœur [LIM. 06]

Toutefois, le dernier record en terme d'aire effective est détenu par Dong et ses collaborateurs qui ont publié en 2007 la réalisation d'un laser présentant une efficacité de 60%, la fibre dopée ytterbium guidant une mode d'une aire effective de $3160\mu\text{m}^2$ [DON. 07]. Cette FMAS se compose d'une couronne de six gros trous délimitant le cœur multimodal (figure I.5). L'auteur précise que les modes d'ordre élevé sont évacués à travers les larges ponts de silice entre les trous. Le seul mode fondamental de $64\mu\text{m}$ de diamètre ($M^2 = 1,3$) est alors guidé dans le cœur de cette fibre de 5m de longueur. Les valeurs des rayons de courbure critiques (correspondant à des pertes de 3 dB/m) sont acceptables. Cette fibre apparaît par

conséquent beaucoup moins sensible aux courbures que celle exploitée par J. Limpert, tout en conservant un diamètre de cœur très grand. Ces pertes restent tout de même trop élevées pour espérer réaliser un laser compact.

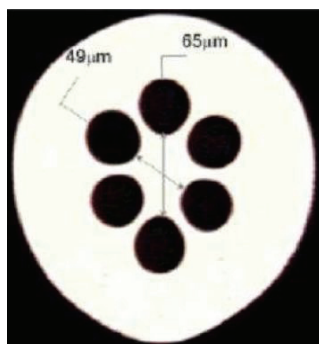


Figure I.5 : Section transverse d'une fibre dopée ytterbium de 80µm de diamètre de cœur [DON. 07]

De façon générale, les excellents résultats obtenus par ces fibres doivent être relativisés compte tenu des difficultés à les intégrer dans des configurations entièrement fibrées.

I.2. GUIDAGE PAR EFFET DE BANDE INTERDITE PHOTONIQUE (BIP)

Ces fibres de nouvelle génération offrent de plus larges possibilités pour façonner le rayonnement guidé en termes de dispersion, bande spectrale ou encore aire modale en augmentant le nombre de paramètres opto-géométriques du guide. Le guidage par bande interdite photonique apparaît comme une alternative prometteuse au guidage par réflexion totale interne. Le confinement du signal dans le cœur de la fibre n'est plus assuré par la différence d'indice entre le cœur et la gaine mais par un effet de résonance transverse qui interdit la transmission du signal dans une direction perpendiculaire à l'axe optique de la fibre microstructurée air/silice. Le signal se trouve alors confiné dans le cœur, le long de l'axe de propagation de la structure 1D ou 2D de la fibre. Les nombreux avantages liés à cette technologie de fibre (grande aire effective du cœur, filtrage spectral sélectif, dispersion dominée par le guide, faible sensibilité aux courbures, pertes de propagation très faibles) en font le candidat idéal pour la génération de fortes puissances dans les prochaines années.

I.2.1. Les structures à bandes interdites photoniques unidimensionnelles (1D)

Les fibres structurées périodiquement sur leur dimension radiale sont plus couramment appelées fibres de Bragg. Elles sont conçues par MCVD, technologie aujourd'hui

parfaitement maîtrisée. Le guidage est assuré par réflexion sur un miroir diélectrique constitué d'une succession de couches d'indices de réfraction différents (figure I.6). Ces fibres sont constituées d'un arrangement périodique d'inclusions haut indice entourant un défaut (absence d'inclusion) qui constitue le cœur (cœur d'indice faible). C'est la structure périodique d'indice qui conduit à la formation de bandes interdites photoniques. Une première réalisation de fibre de Bragg dopée ytterbium a été réalisée au sein de notre laboratoire en 2007 [GAP. 07]. Un très bon rendement opto-optique de 80% a été obtenu en configuration laser. La puissance émise de seulement quelques watts fait office de première démonstration de principe.

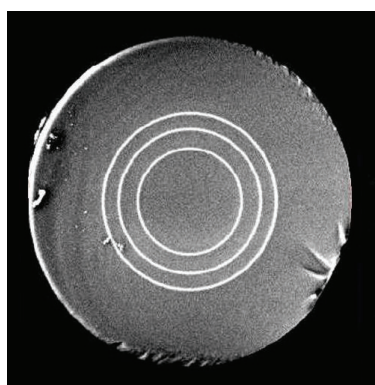


Figure I.6 : Section transverse d'une fibre de Bragg [JAM. 07]

I.2.2. Les structures à bandes interdites photoniques bidimensionnelles (2D)

La fabrication des structures 2D est assurée par la bien connue technique d'assemblage/étirage décrite précédemment. La différence réside dans la réalisation du cœur qui n'est plus un barreau mais un tube creux de silice. Le guidage s'effectue alors par bande interdite photonique si la structure périphérique est correctement paramétrée. La seule réalisation de fibre dopée basée sur ce type de structure est l'œuvre du PHLAM de Lille [PUR. 08]. Cette équipe a judicieusement exploité les bandes interdites imposées par ces fibres pour réaliser un laser dopé ytterbium, pompé à 915nm et émettant à 977nm (figure I.7). Le bon ajustement des paramètres opto-géométriques de la fibre impose des pertes de confinement importantes autour de 1000nm dans la bande d'émission la plus efficace de l'ion ytterbium afin de sélectionner la longueur d'onde désirée. La source se comporte alors comme un laser à trois niveaux. Une émission autour de 980nm est aujourd'hui très prisée pour atteindre les longueurs d'onde dans le bleu par doublage de fréquence.

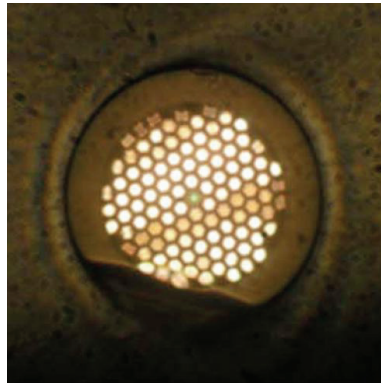


Figure I.7 : Section transverse d'une fibre BIP 2D [PUR. 08]

Le guidage par BIP est à ce jour encore en phase d'étude et de développement mais représente une sérieuse alternative au guidage RTI lorsque certaines spécificités de guidage sont imposées. Cependant, plusieurs inconvénients persistent telles que de fortes pertes par propagation ainsi qu'une technique de fabrication complexe à mettre en œuvre.

En conclusion, malgré les premières démonstrations effectuées dans des configurations de guidage par effet de bande interdite photonique, le guidage par réflexion totale interne modifié reste le moyen le plus efficace de réaliser des lasers à fibre de forte puissance compte tenu des très grandes aires effectives qu'il est possible d'atteindre.

II. AMPLIFICATION EN PARALLELE : COMBINAISONS INCOHERENTE ET COHERENTE

Les limitations à la montée en puissance rencontrées par les lasers à fibre à amplificateur unique qui viennent d'être décrites poussent de nombreux laboratoires à se pencher sur des solutions alternatives en élaborant de nouvelles architectures lasers à amplificateurs parallèles. Différents systèmes ont été étudiés pour combiner les faisceaux issus de plusieurs sources élémentaires [AUG. 07, FAN. 05]. Dans cette seconde partie de l'état de l'art, nous allons recenser plusieurs méthodes de combinaison classées selon deux catégories : la combinaison incohérente et la combinaison cohérente.

Dans le cas incohérent, les sources élémentaires sont discriminées par leurs longueurs d'onde d'émission. Leurs rayonnements sont superposés grâce à une opération de multiplexage en longueur d'onde réalisée par un composant optique dispersif.

Les techniques cohérentes mettent en jeu le verrouillage actif ou passif des phases relatives des sources élémentaires pour obtenir des interférences constructives entre les différents faisceaux. Selon la technique mise en œuvre, la combinaison des faisceaux en phase peut s'effectuer soit dans les deux espaces de Fourier (champs proche et lointain), soit uniquement en champ lointain.

Il est important de noter que les combinaisons cohérente et incohérente répondent à des besoins différents. Les techniques de combinaison incohérente ciblent plus particulièrement des applications ne nécessitant pas de cohérence entre les faisceaux ni de finesse spectrale particulière (pompage, usinage industriel). En revanche la combinaison cohérente touche des domaines où la cohérence entre les sources est nécessaire tel que le transport d'informations (communications en espace libre, Lidar).

II.1. COMBINAISON INCOHERENTE

II.1.1. Principe

La combinaison incohérente peut s'effectuer de deux façons. La première solution est basée sur le contrôle de la polarisation de deux sources élémentaires. Deux faisceaux orthogonalement polarisés voient leurs champs respectifs se superposer en sortie d'un

polariseur. L'intérêt de cette technique reste cependant assez réduit compte tenu du nombre de faisceaux élémentaires limité à deux.

La solution la plus intéressante repose sur la superposition de N faisceaux élémentaires décalés en longueur d'onde (figure I.8). Elle correspond à une sommation incohérente des champs issus des N émetteurs, c'est à dire à une simple addition des intensités élémentaires. La recombinaison s'effectue à la fois en champ proche et en champ lointain par l'intermédiaire d'un élément dispersif (prisme ou réseau de diffraction). Les faisceaux élémentaires, séparés angulairement, sont amplifiés avant d'être superposés spatialement sur l'élément combineur dispersif (figure I.8). Les faisceaux émergents sont confondus lorsque leurs longueurs d'onde sont adaptées à la dispersion du combineur et à leur angle d'incidence sur celui-ci.

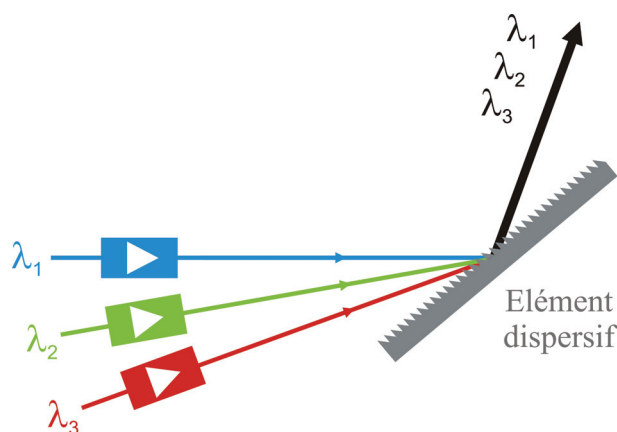


Figure I.8 : Principe de la combinaison incohérente

Cette méthode a l'avantage de ne nécessiter aucun contrôle des phases relatives des faisceaux à combiner. Le principal défaut de cette technique vient de l'élément combineur qui doit supporter la totalité du flux, minimisant l'intérêt de l'amplification en parallèle.

La combinaison de puissance peut être effectuée intra ou extra-cavité. Dans la plupart des travaux réalisés à ce jour, l'élément disperseur est placé dans le résonateur. La voie commune à tous les faisceaux est terminée par le coupleur de sortie M_C (figure I.9). Les raies d'émission de chacun des lasers s'auto-ajustent pour assurer la colinéarité des faisceaux entre l'élément disperseur et le coupleur de sortie et donc les pertes minimales à chacun de ces faisceaux.

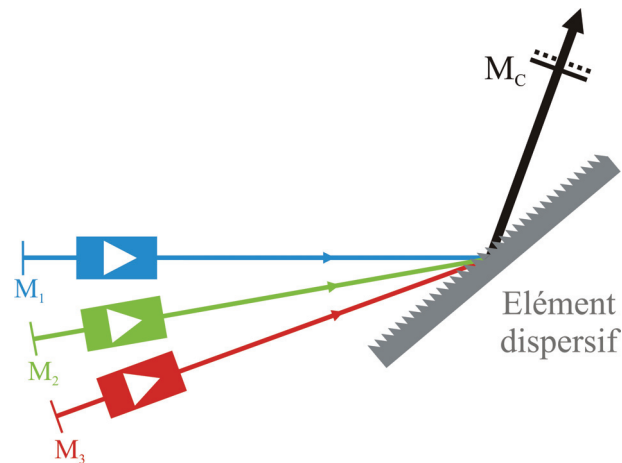


Figure I.9 : Combinaison incohérente intra-cavité

Les fréquences centrales ainsi que les bandes spectrales dépendent de la dispersion du réseau, de l'écart angulaire entre les axes de propagation des faisceaux incidents sur le composant dispersif et de l'orientation de ce dernier par rapport au coupleur de sortie. L'avantage majeur de cette méthode intra-cavité est qu'elle exploite les propriétés d'auto-organisation spectrales des lasers pour maximiser la puissance du faisceau combiné. Cependant il a été observé des problèmes de diaphonie entre les différents canaux spectraux conduisant à une dégradation des qualités spatiales du faisceau combiné [KLI. 07].

La combinaison extra-cavité permet de s'affranchir de ces problèmes de diaphonie [LOF. 07]. Les longueurs d'onde d'émission des différents lasers sont calées pour obtenir des directions de propagation confondues après diffraction sur l'élément dispersif (figure I.10).

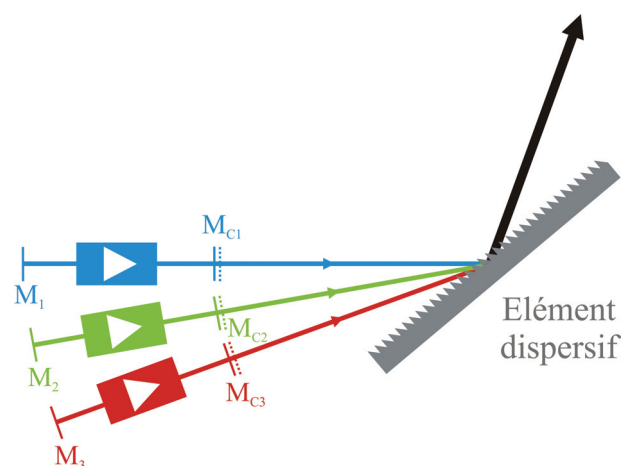


Figure I.10 : Combinaison incohérente extra-cavité

Cette méthode est globalement plus complexe à mettre en œuvre que la précédente car elle demande un contrôle fin des bandes spectrales des sources.

II.1.2. Résultats principaux

Le positionnement de l'élément diffractif intra- ou extra-cavité influe fortement sur l'architecture laser à adopter et impose ou non l'ajustement délicat des fréquences à recombinaison. En 2006, l'Institute of Applied Physics de Jena a publié un dispositif de combinaison incohérente parfaitement auto-organisé en plaçant un réseau de diffraction au sein de la cavité comme l'illustre la figure I.11. Trois lasers à fibre dopée ytterbium sont recombinaisonnés pour générer un faisceau de sortie de 100W possédant un M^2 de 2,7 [ROS. 06]. La mauvaise qualité spatiale du faisceau met en évidence l'existence de diaphonie entre les différents canaux spectraux.

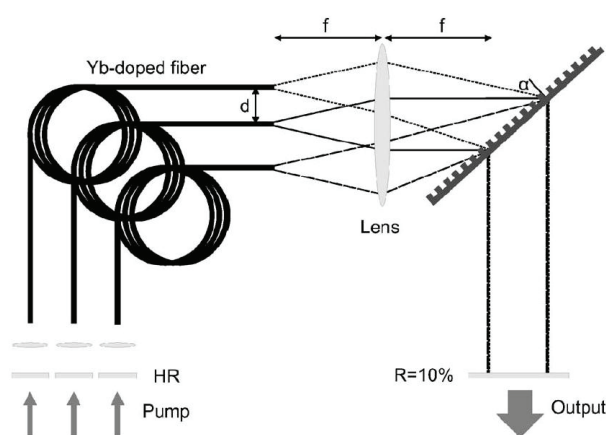


Figure I.11 : Combinaison incohérente utilisant un élément dispersif intra-cavité [ROS. 06]

Une solution à ces problèmes a été proposée en 2003 par le MIT [AUG. 03]. Un filtre spatial interne au résonateur évite les échanges d'énergie entre les différents amplificateurs (figure I.12).

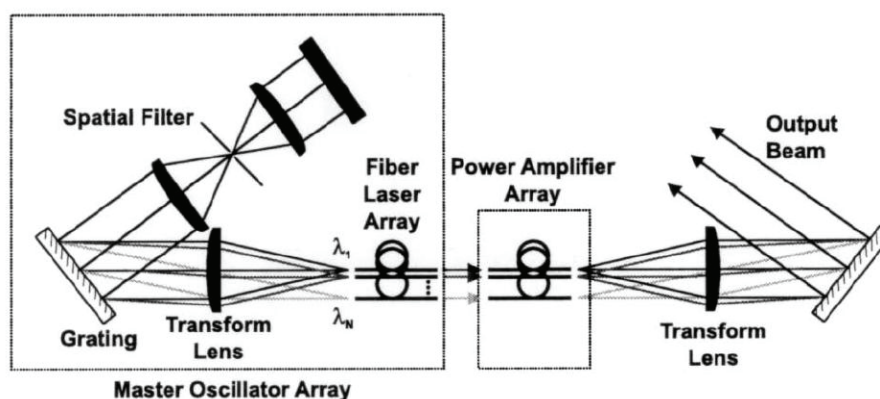


Figure I.12 : Schéma du dispositif expérimental proposé par August et ses collaborateurs [AUG. 03]

En 2007, Klingebiel et ses collaborateurs ont mis en œuvre une expérience de combinaison extra-cavité. L'architecture présentée figure I.13 repousse les limites auxquelles sont confrontés les dispositifs intra-cavité [KLI. 07]. Les contraintes sur le spectre sont par contre beaucoup plus sévères. Les fréquences élémentaires doivent être particulièrement bien calées entre elles. Une puissance moyenne de 153W a été générée autour de 1030nm en recombinant trois faisceaux élémentaires.

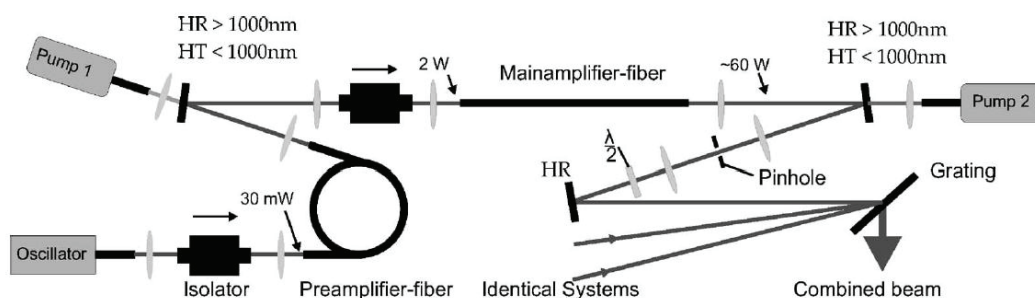


Figure I.13 : Schéma du dispositif expérimental proposé par Klingebiel et ses collaborateurs [KLI. 07]

Dans une configuration similaire, la société Aculight a publié en 2007 un impressionnant niveau de puissance recombinaison de façon incohérente (figure I.14) égal à 522W avec une efficacité de combinaison de 93% [LOF. 07]. La qualité du faisceau, proche de la limite de diffraction, est illustrée par un M^2 de 1,2. Le record actuel est quant à lui détenu par le laboratoire CREOL qui a publié en 2008 la génération de 750W par combinaison incohérente de 5 lasers par l'intermédiaire d'une cascade de réseaux de Bragg volumiques (figure I.15). La tenue au flux du ou des éléments diffractifs devient à présent le facteur limitant majeur dans ces deux cas.

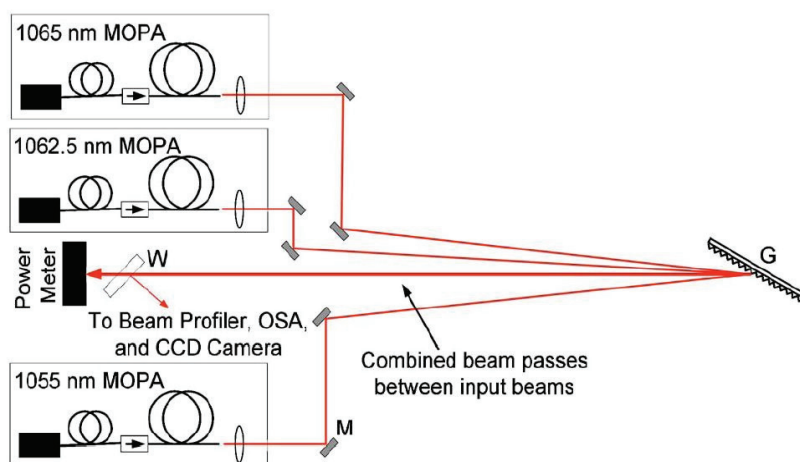


Figure I.14 : Combinaison incohérente utilisant un élément dispersif extra-cavité [LOF. 07]

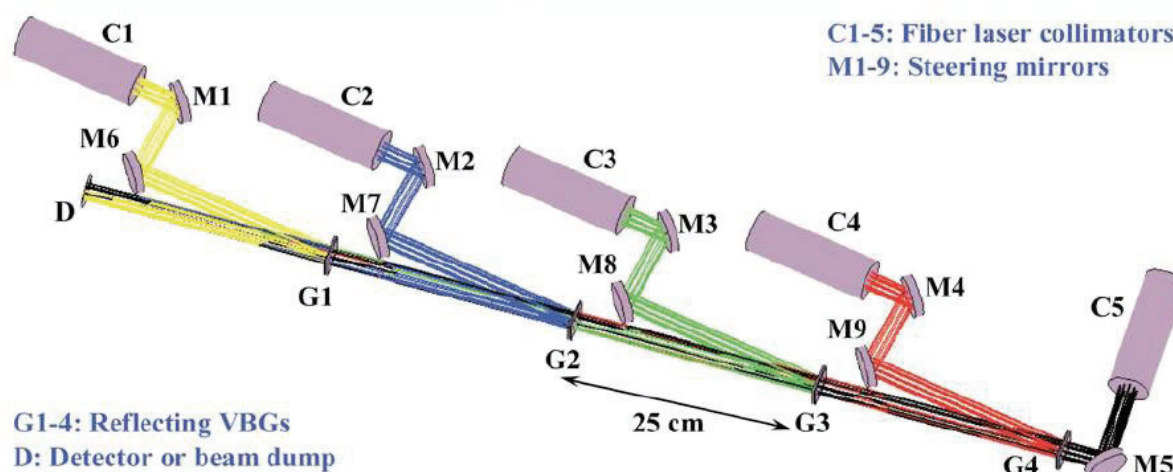


Figure I.15 : Combinaison incohérente utilisant une cascade de réseaux de Bragg volumiques [SEV. 08]

Des études théoriques prévoient l'apparition de graves déformations du réseau de diffraction et précisent qu'il deviendra difficile de dépasser le kW recombinaison sans passer par des dispositifs de refroidissement du système de recombinaison.

II.2. COMBINAISON COHERENTE

La combinaison cohérente consiste à mettre en phase les rayonnements issus de N lasers indépendants et de sommer les champs issus de ces lasers. Le verrouillage des phases relatives de tous les émetteurs est réalisé de manière active ou passive. La brillance du faisceau combiné ainsi produit s'en voit fortement améliorée. Pour la maximiser, la nature interférentielle de ce procédé de combinaison impose que les spectres des sources élémentaires se recouvrent et que les faisceaux aient des amplitudes et des états de polarisation identiques.

Selon la technique de verrouillage des phases mise en œuvre, la combinaison s'effectue soit à la fois en champ proche et en champ lointain (figure I.16) soit uniquement en champ lointain (figure I.17). Cette façon de classer les techniques de combinaison cohérente est exploitée dans la suite de ce chapitre pour présenter les différentes voies étudiées jusqu'alors.

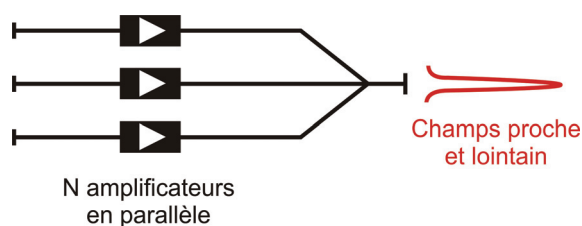


Figure I.16 : Recombinaison en champs
proche et lointain

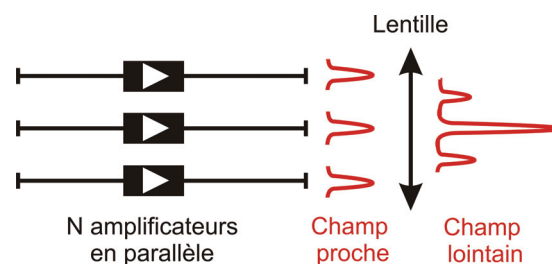


Figure I.17 : Recombinaison en champ lointain

II.2.1. Combinaison en champ proche et en champ lointain

II.2.1.1. Principe

Les architectures développées réalisent la combinaison intra-cavité. La méthode exploite les propriétés d'auto-organisation des lasers favorisant une émission sur les modes longitudinaux de moindres pertes et une architecture laser spécifique intégrant un interféromètre de type Michelson ou Mach-Zehnder. Cette configuration a déjà été utilisée sous le nom de cavité Di Domenico-Seidel pour ses propriétés de filtrage spectral. Ce dispositif a été expérimenté en 1966 pour imposer un fonctionnement fréquentiel unimodal dans un laser à gaz [DID. 66]. Cependant, ce type de laser interféromètre peut aussi être configuré pour combiner de manière cohérente les rayonnements émis par plusieurs milieux amplificateurs. La figure I.18 illustre le montage de principe en configuration Michelson.

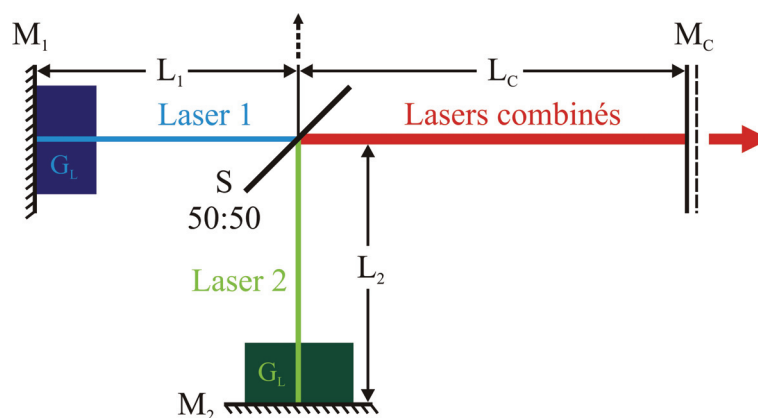


Figure I.18 : Cavité interférométrique en configuration Michelson

Ce résonateur est obtenu en remplaçant le miroir de fond de cavité d'un résonateur de Fabry-Perot classique par un interféromètre de Michelson. Ainsi, à travers une lame séparatrice, deux cavités résonnantes de longueurs optiques $(L_1 + L_c)$ et $(L_2 + L_c)$ partagent une voie commune de la cavité laser, fermée par le coupleur de sortie M_c . L'amplification est

réalisée par l'intermédiaire de deux milieux amplificateurs respectivement placés dans chacun des deux bras (1 et 2) du laser qui sont opposés au coupleur de sortie. La lame séparatrice du résonateur interféromètre impose une condition aux limites sur les phases relatives des champs qui y interfèrent. Cette condition se traduit par une structuration du spectre de fréquences temporelles de telle sorte que les champs soient combinés (interférences constructives) sur la voie commune du résonateur. Dans le cas idéal, le mode fondamental gaussien extrait du miroir de sortie M_c porte une puissance égale à la somme des puissances issues de chaque laser élémentaire. Nous parlons alors d'une efficacité de combinaison optimale de 100%.

Plusieurs configurations massives, fibrées ou mêmes hybrides ont fait l'objet de travaux, en particulier au sein du laboratoire Xlim à Limoges et de l'Institute for Laser Science de Tokyo.

II.2.1.2. Les configurations massives

La première réalisation de combinaison cohérente de lasers dans une cavité interférométrique a été mise en œuvre au sein de notre laboratoire. Dès 2002, les propriétés d'auto-organisation des lasers sont exploitées pour mettre en phase deux amplificateurs [SAB. 02a]. Le dispositif expérimental présenté figure I.19 illustre la première configuration utilisée. Deux cristaux de Nd:YAG sont insérés dans la cavité interférométrique de type Michelson comme présenté dans le principe. L'efficacité de combinaison résultante est excellente ; elle atteint 97,5% pour une puissance délivrée de 3,8W autour de 1064nm.

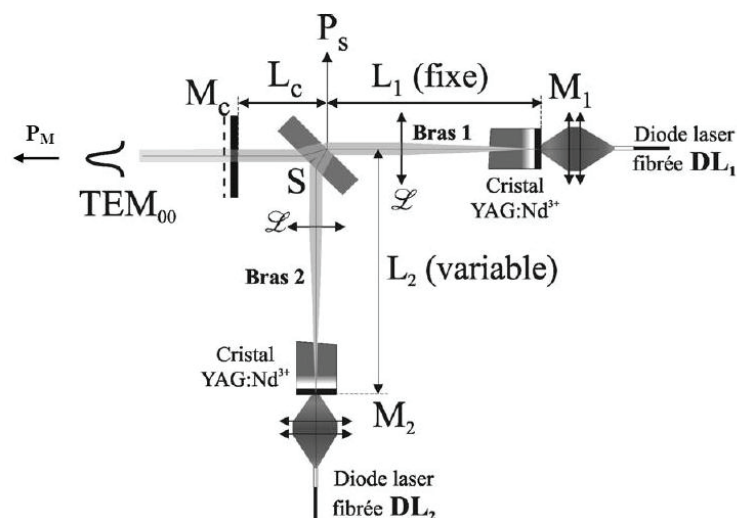


Figure I.19 : Dispositif expérimental du premier laser interféromètre de type Michelson [SAB. 02a]

Plus récemment, le Weizmann Institute of Science en Israël a publié la combinaison cohérente d'une distribution de 16 modes gaussiens issus d'un unique cristal de Nd:YAG (figure I.20) [ECK. 06]. Le couplage cohérent s'effectue au niveau de divers étages de coupleurs interférométriques massifs (figure I.20).

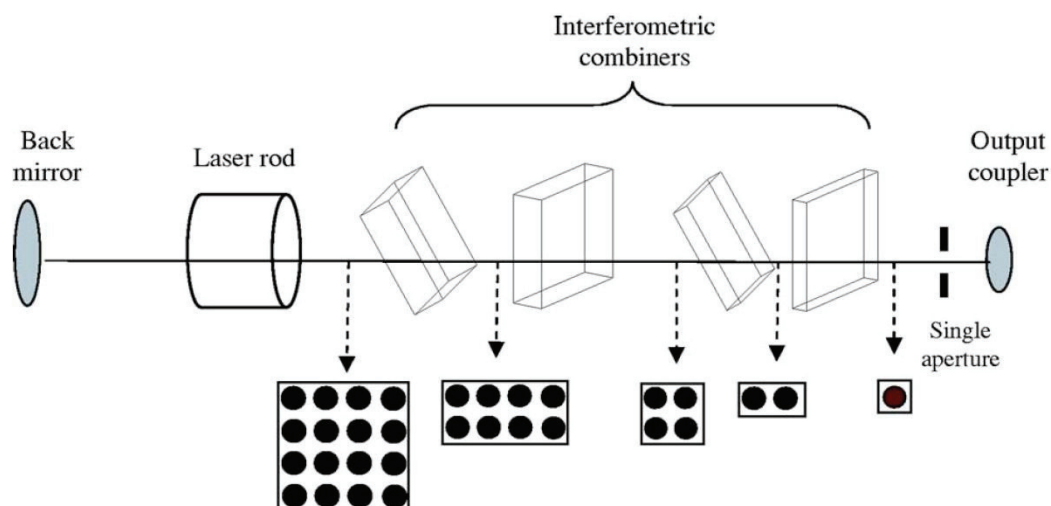


Figure I.20 : Combinaison cohérente par voie interférométrique de 16 faisceaux issus d'un même cristal de Nd:YAG [ECK. 06]

Ce type de coupleur est destiné à superposer les différents faisceaux tout en assurant à la fois une différence de chemin optique constante et l'équilibre en amplitude des ondes incidentes en adaptant les valeurs des coefficients de réflexion locaux. L'exemple illustré figure I.21 décrit ce principe de superposition pour deux faisceaux.

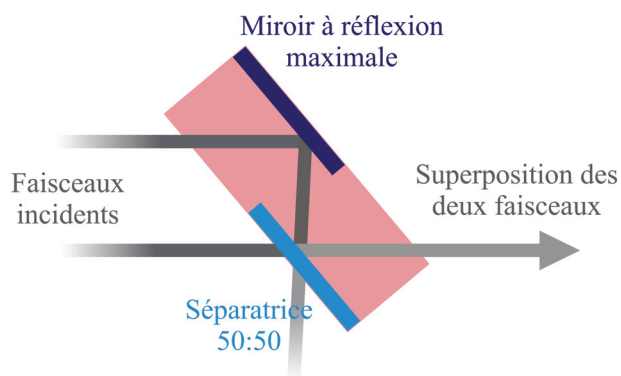


Figure I.21 : Principe de fonctionnement d'un des coupleurs interférométriques

Le grand intérêt de ce dispositif est dû au fait que les différences de chemins optiques entre les différentes sous-cavités sont multiples les unes des autres (cas où les éléments combineurs sont rigoureusement à faces parallèles). Cette condition est la garantie d'une forte efficacité de combinaison. En effet, le laser composite oscille sur les modes communs des

cavités élémentaires. Ces coïncidences existent et sont nombreuses si, comme ici, les différences de chemins optiques entre les sous-cavités sont multiples les unes des autres. Dans le cas des configurations fibrées évoquées dans le paragraphe suivant, les différences de chemins optiques sont quelconques ce qui, comme on le verra, peut dégrader l'efficacité de combinaison quand le nombre de lasers mis en jeu augmente. L'efficacité de combinaison évoquée dans la publication de 88% est liée à des pertes intra cavité issues d'un probable léger défaut de parallélisme des faces des coupleurs interférométriques.

II.2.1.3. Les configurations fibrées

Des cavités entièrement fibrées ont récemment été développées au sein de notre laboratoire afin de profiter de la robustesse et de la compacité de tels systèmes en s'affranchissant par la même occasion des délicats problèmes d'alignement bien connus dans les configurations massives. Nous allons distinguer dans cette partie deux mises en œuvre différentes :

- Les architectures multi-bras destinées à amplifier en parallèle plusieurs lasers fibrés standard.

- Les architectures multi-cœurs pour lesquelles l'amplification en parallèle est réalisée dans une seule et même fibre.

- **Les architectures multi-bras à fibres amplificatrices mono-cœur**

Ce premier dispositif est basé sur la mise en parallèle de plusieurs amplificateurs fibrés indépendants dans une configuration interférométrique de type Michelson ou Mach-Zehnder [SAB. 02b, SAB. 03a]. Ces architectures lasers sont illustrées respectivement sur les figures I.22a et I.22b. Nous pouvons y reconnaître les bras de l'interféromètre matérialisés par deux fibres amplificatrices identiques dopées aux ions erbium et pompées par des diodes lasers fibrées. La pompe est injectée par l'intermédiaire de multiplexeurs en longueur d'onde fibrés eux aussi. Les deux bras amplificateurs sont reliés à chaque extrémité à un ou deux coupleurs 50:50 selon la configuration I.22a et I.22b, (C1 et C2) ayant remplacé la séparatrice massive précédemment décrite. La cavité laser est fermée par un réseau de Bragg R_{\max} placé sur le coupleur C1 et une réflexion de Fresnel assurée par un clive droit sur le coupleur C2 (configuration I.22b). Les deux autres ports de sortie sont clivés en angle afin d'éviter toute réflexion parasite vers la cavité. La cavité de type Michelson (I.22a) est refermée selon le même principe ; cette configuration nécessite l'utilisation de deux réseaux de Bragg de

réflectivité maximale. Un contrôleur de polarisation placé sur un des bras de l'interféromètre permet d'ajuster l'état de polarisation afin d'optimiser l'efficacité de combinaison qui atteint 99% aussi bien en configuration Michelson que Mach-Zehnder. Une architecture interférométrique à quatre bras a aussi été expérimentée et a donné lieu à de très bonnes efficacités de combinaison de l'ordre de 95% (figure I.23). Les niveaux de puissance générés en sortie de cavité interférométrique sont faibles (quelques dizaines de milliwatts) mais suffisants pour valider une démonstration de principe.

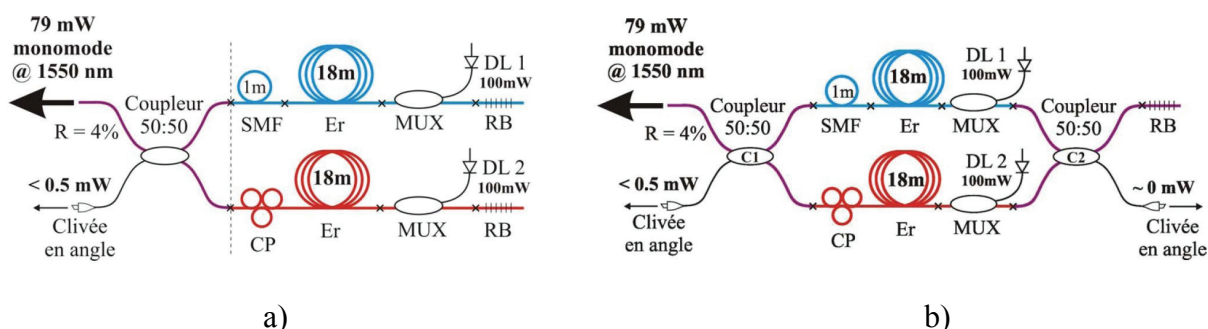


Figure I.22 : Combinaison cohérente par voie interférométrique de deux lasers à fibre a) en configuration Michelson et b) en configuration Mach-Zehnder [SAB. 03a]

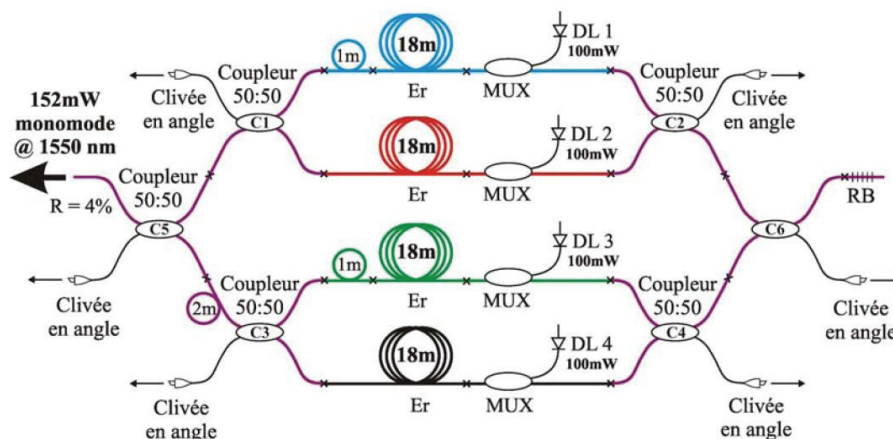


Figure I.23 : Combinaison cohérente par voie interférométrique de quatre lasers à fibre en configuration Mach-Zehnder [SAB. 03a]

Au cours de la même période, le laboratoire japonais Institute for Laser Science publiait des résultats similaires obtenus uniquement dans des architectures Michelson [SHI. 02]. Les efficacités de combinaison de 99% pour deux voies (figure I.24a) et 95,6% pour quatre (figure I.24b) mesurées par les japonais corroborent parfaitement les résultats précédemment publiés par notre laboratoire.

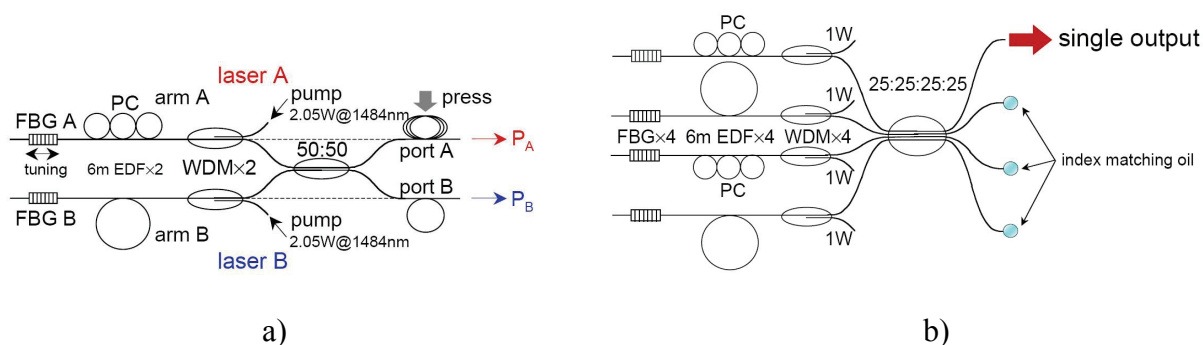


Figure I.24 : Combinaison cohérente par voie interférométrique de a) deux et b) quatre lasers à fibre en configuration Michelson [SHI. 02]

Ces derniers sont allés plus loin en couplant en 2004 huit lasers fibrés en conservant la même géométrie de cavité (figure I.25). L'efficacité de combinaison de l'ordre de 85% paraît diminuer avec l'augmentation du nombre d'émetteurs tout en restant malgré tout élevée [SHI. 04]. Cette diminution est liée aux différences de marche entre les bras de l'interféromètre qui, contrairement au cas illustré figure I.20, sont complètement aléatoires. La raréfaction des coïncidences spectrales lorsque le nombre de bras augmente engendre par conséquent une baisse notable de l'efficacité de combinaison.

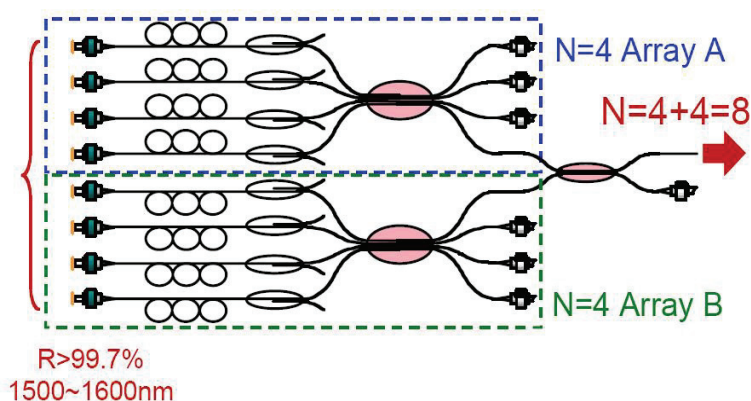


Figure I.25 : Combinaison cohérente par voie interférométrique de huit lasers à fibre en configuration Michelson [SHI. 04]

Le régime de fonctionnement continu n'est pas le seul à avoir été exploré dans de telles configurations lasers. Notre laboratoire a publié en 2004 la mise en œuvre d'une cavité interférométrique en régime de fonctionnement déclenché (figure I.26). L'architecture utilisée est quasiment identique à celle publiée en 2002 par Sabourdy et ses collaborateurs [SAB. 02b]. Le passage du régime continu au régime déclenché est matérialisé par l'ajout d'un modulateur acousto-optique fibré (AOM) sur le bras commun de l'interféromètre de Mach-Zehnder [SAB. 04]. Le changement de régime affecte l'efficacité de combinaison qui passe de

99% en continu à 85% en déclenché. Cependant, ce rendement a été amélioré au cours de nouvelles expérimentations effectuées pendant ma thèse. Ces résultats seront présentés dans le deuxième chapitre.

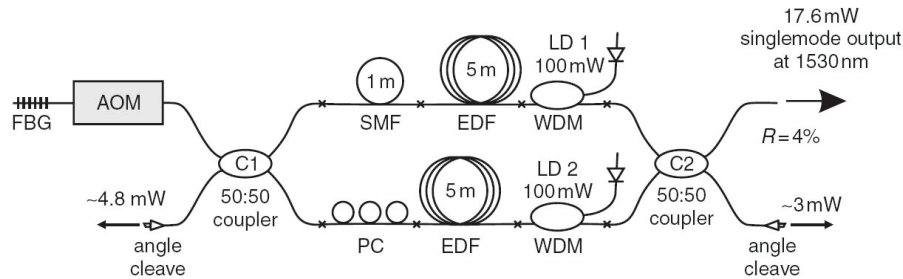


Figure I.26 : Cavité interférométrique adaptée au régime de fonctionnement déclenché [SAB. 04]

Malgré son efficacité, l'utilisation de cette technique de combinaison cohérente par voie interférométrique est intrinsèquement limitée d'une part par le fait que la voie fibrée doit supporter toute la puissance (cet aspect sera évoqué ultérieurement) et d'autre part par des contraintes technologiques lors de la montée en puissance et/ou de l'augmentation du nombre de guides élémentaires à combiner. En effet, lorsqu'on envisage d'augmenter le nombre de laser à combiner, ces architectures arborescentes deviennent rapidement trop encombrantes et complexes pour être compatibles avec des applications industrielles compte tenu du nombre de composants nécessaires au pompage des fibres dopées, de l'ajustement des polarisations des différents émetteurs et enfin du couplage des faisceaux.

- **Les architectures multi-cœurs**

Compte tenu des contraintes liées aux architectures arborescentes décrites précédemment, il est apparu naturel de profiter au sein du groupe photonique du laboratoire Xlim des expertises relatives au contrôle cohérent des rayonnements lasers d'une part, de la fabrication et de la caractérisation de fibres spéciales d'autre part, pour réaliser une source laser fibrée multi-cœur assurant simultanément les fonctions de division d'amplitude, d'amplification en parallèle et de recombinaison [BOU. 05]. Les deux cœurs dopés ytterbium sont insuffisamment éloignés pour éviter tout couplage électromagnétique, les champs circulant dans les différents cœurs n'interférant qu'au niveau du coupleur, ici matérialisé par un amincissement local réalisé par fusion étirage (figure I.27).

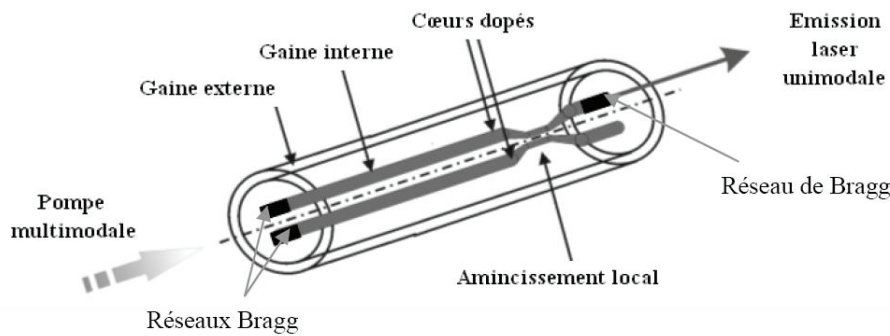


Figure I.27 : Laser interféromètre à fibre bicœur dopée ytterbium [BOU. 05]

Le taux de combinaison en sortie atteint 96%. Ce type de source combine les avantages intrinsèques des fibres à cœurs multiples (longueur d'absorption et densité de puissance par unité de surface divisées dans le rapport du nombre de guides dopés), et des méthodes de combinaison interférométrique (qualité de faisceau optimale en champ proche et en champ lointain). Cependant, les verrous technologiques à surmonter pour assurer la fabrication de telles fibres possédant plus de cœurs sont nombreux. On peut penser fabriquer ce type de fibre à cœurs dopés multiples à partir de la technique d'assemblage-étirage développée pour les fibres microstructurées air silice. En effet, l'absence de symétrie de révolution de la géométrie multi-cœur oblige à adjoindre à la technologie MCVD utilisée classiquement pour la fabrication des fibres dopées aux ions terres rares une étape d'usinage. La solution pourrait être l'inclusion de barreaux de silice dopée dans une seconde préforme de silice pure qui aurait été préalablement percée. Cependant, un tel dispositif nécessite la fabrication d'un barreau dopé de 5 mm de diamètre sur une longueur de 30 ou 40 cm afin de fournir suffisamment de cannes dopées pour chacun des cœurs. Cette réalisation constitue aujourd'hui une prouesse a priori inenvisageable par la technologie MCVD.

II.2.1.4. Les configurations hybrides

La montée en puissance se voit rapidement limitée par la faible tenue au flux des systèmes de couplage utilisés dans les cavités décrites précédemment. Les fortes densités de puissance susceptibles d'être atteintes dans des coupleurs standard fabriqués par fusion étirage ont conduit les équipes de recherche à développer des architectures hybrides. De plus, dans ces architectures, la propagation du faisceau combiné s'effectue en espace libre.

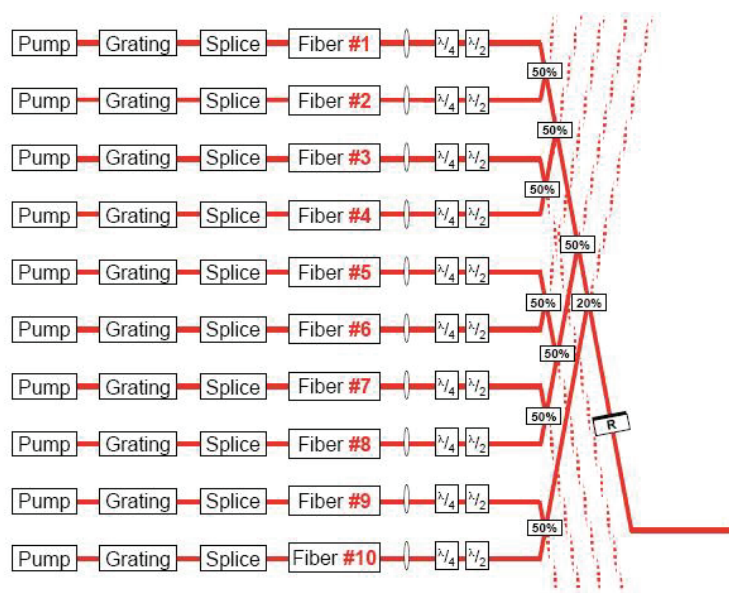


Figure I.28 : Architecture arborescente hybride en configuration Michelson [BRU. 05a]

Le laboratoire HRL de Malibu a travaillé en 2005 sur une architecture arborescente associant des amplificateurs fibrés à un système de couplage en espace libre illustré sur la figure I.28 [BRU. 05a]. Les champs issus des N fibres dopées interfèrent sur une cascade de lames séparatrices 50:50, beaucoup moins sensibles aux fortes densités de puissance que des coupleurs fibrés. Dix lasers à fibre dopée ytterbium émettant chacun 2W ont ainsi pu être couplés avec une efficacité de combinaison de 90%. De la même façon, les auteurs ont montré la combinaison de deux lasers émettant 100W chacun avec une efficacité supérieure à 95%.

Malgré tout, ce dernier dispositif, comme tous ceux présentés précédemment, est intrinsèquement limité par la présence d'une voie commune à tous les faisceaux qui doit supporter toute la puissance. L'utilisation de composants massifs dans cette zone critique repousse les limites imposées par les composants fibrés mais en fixe de nouvelles encore loin d'être suffisantes pour des applications militaires par exemple.

II.2.2. Combinaison en champ lointain uniquement

Comme nous venons de le voir, la principale limitation dont souffrent les techniques de combinaison interférométrique, et plus particulièrement les architectures fibrées, réside dans la montée en puissance, étape pourtant indispensable pour espérer concurrencer le marché des lasers à fibre monomode. Ces sources de plus en plus performantes peuvent aujourd'hui délivrer plus de deux kilowatts. L'avenir de la combinaison cohérente passe inévitablement par le développement de nouveaux dispositifs compatibles avec la génération de forts niveaux

de puissance. L'enjeu principal revient à éliminer de la cavité la zone critique évoquée précédemment. La solution proposée par plusieurs laboratoires dont Xlim est la mise en phase et l'amplification en parallèle d'un ensemble de sources dont la combinaison est effectuée uniquement hors de la cavité en champ lointain. Dans ce cas, le faisceau émis en sortie de laser se compose de plusieurs faisceaux élémentaires en phase issus de chacun des amplificateurs. Cette nouvelle technique ouvre des perspectives prometteuses concernant la réalisation de sources de très fortes puissances.

II.2.2.1. Principe

La figure I.29 illustre de façon schématique le principe de recombinaison en champ lointain. Les N faisceaux en phase, séparés spatialement en champ proche, issus des N amplificateurs élémentaires viennent se superposer en champ lointain après propagation et interférer constructivement. L'agencement géométrique en champ proche des N ondes élémentaires peut s'effectuer sur une ou deux dimensions. Leur disposition détermine en partie la distribution spatiale de la puissance optique en champ lointain. Un fort taux de remplissage de la pupille en champ proche (ce qui équivaut à une grande proximité des N faisceaux élémentaires) assure une très forte proportion de puissance contenue dans le lobe central de la figure de diffraction en champ lointain. La brillance du faisceau de sortie dépend aussi de la relation de phase qui existe entre chaque faisceau élémentaire. C'est lorsque tous les faisceaux sont parfaitement en phase que l'on obtient une densité de puissance maximale dans le spectre de fréquences spatiales.

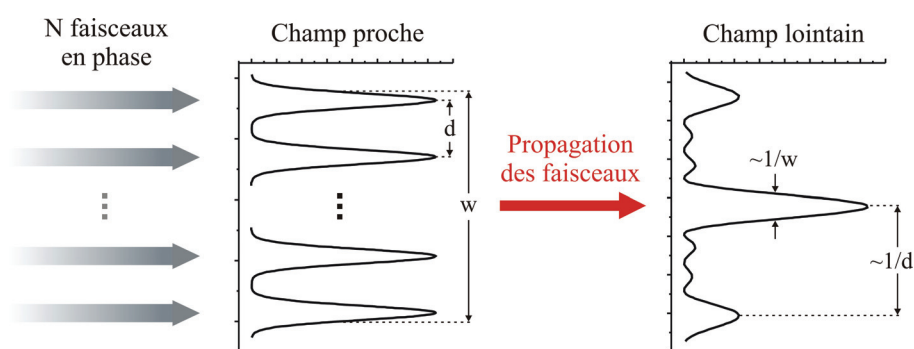


Figure I.29 : Principe de la combinaison en champ lointain

Plusieurs méthodes permettent d'ajuster les phases relatives des sources élémentaires de manière à maximiser la fraction de la puissance portée par le lobe central du champ lointain. Le contrôle des phases peut être réalisé soit de façon active via un asservissement des longueurs optiques des sources élémentaires, soit de façon passive grâce à des filtres

spatiaux, spectraux ou par injection mutuelle au sein d'une cavité laser qui induisent la mise en phase spontanée des émetteurs.

II.2.2.2. Le contrôle actif des phases relatives

Les architectures exploitées sont basées sur un arrangement bien connu de type MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) dans lequel plusieurs amplificateurs disposés en parallèle sont alimentés par le rayonnement venant d'un oscillateur commun. La mise en phase est assurée grâce à un système d'asservissement qui permet de compenser les variations de chemin optique induites par les perturbations extérieures (variations de température, résonances mécaniques, perturbations acoustiques...) ou encore par des variations de puissance de pompage. Ces dispositifs autorisent ainsi la mise en phase d'un grand nombre de faisceaux sans perte d'efficacité lors du processus de recombinaison. La mesure des pistons de phase existant en sortie des fibres amplificatrices (champ proche) est réalisée généralement par détection hétérodyne. La discrimination des différents faisceaux à analyser s'effectue soit dans le domaine spatial (on utilise autant de détecteurs que de pistons de phase à corriger) soit dans le domaine fréquentiel (un seul détecteur est nécessaire et les différents faisceaux sont repérés par une fréquence de modulation propre). La correction de phase est réalisée dans la plupart des cas par des modulateurs de phase localisés sur chaque voie de l'architecture arborescente.

- **Analyse des phases par une matrice de détecteurs**

Cette méthode est aussi dite « interférométrique » car elle mesure le décalage de phase de chaque faisceau élémentaire par rapport à une référence, qui peut être soit l'un des faisceaux soit, plus simplement, un faisceau supplémentaire de référence (figure I.30).

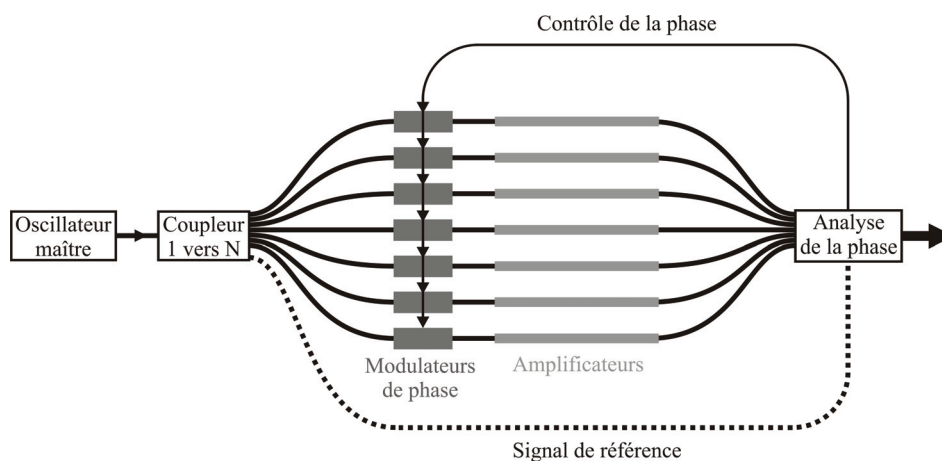


Figure I.30 : Dispositif de contrôle actif des phases relatives d'un réseau d'amplificateurs

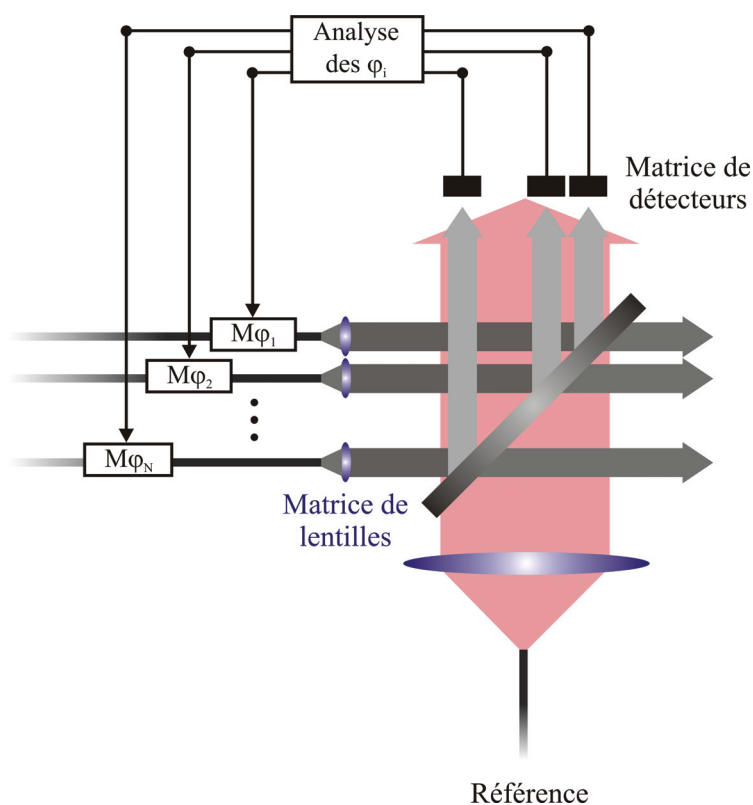


Figure I.31 : Système d'analyse des pistons de phase avec N détecteurs

Si la référence est décalée en fréquence, on obtient un système d'analyse hétérodyne. Cette méthode est intéressante pour un petit nombre de sources. Toutefois, elle devient complexe à mettre en œuvre pour un nombre important d'amplificateurs puisqu'elle consiste à réaliser un interféromètre et un système de détection pour chaque faisceau élémentaire. Pour optimiser la figure de diffraction en champ lointain, c'est-à-dire minimiser le poids des lobes secondaires, on doit rapprocher autant que possible les émetteurs en champ proche. L'alignement des faisceaux envoyés sur les détecteurs doit dans ce cas être réalisé très finement afin que chaque détecteur ne soit pas perturbé par le signal provenant de l'émetteur voisin. De plus, la présence d'un signal de référence dont le rayonnement doit illuminer l'ensemble des détecteurs complexifie le dispositif.

Malgré tout, cette technique de mise en phase est à l'origine de tous les records établis en combinaison cohérente. En 2006, Northrop Grumman Space Technology présente un impressionnant laser massif délivrant 19kW en régime d'émission continu. Cette puissance est obtenue en réalisant la combinaison cohérente de deux chaînes d'amplification de type « zigzag » [GOO.06]. L'efficacité de combinaison est optimisée grâce à l'utilisation de pupilles de sortie rectangulaires favorisant un taux de remplissage maximum (tableau I.1). La quasi-totalité de la puissance est par conséquent contenue dans un lobe de la figure

d'interférence dont la divergence est égale à deux fois la limite de diffraction. La mise en phase s'effectue par l'intermédiaire d'optiques adaptatives qui compensent les aberrations thermiques induites sur chacun des faisceaux et de modulateurs de phase électro-optiques assurant la correction des pistons de phase (figure I.32).

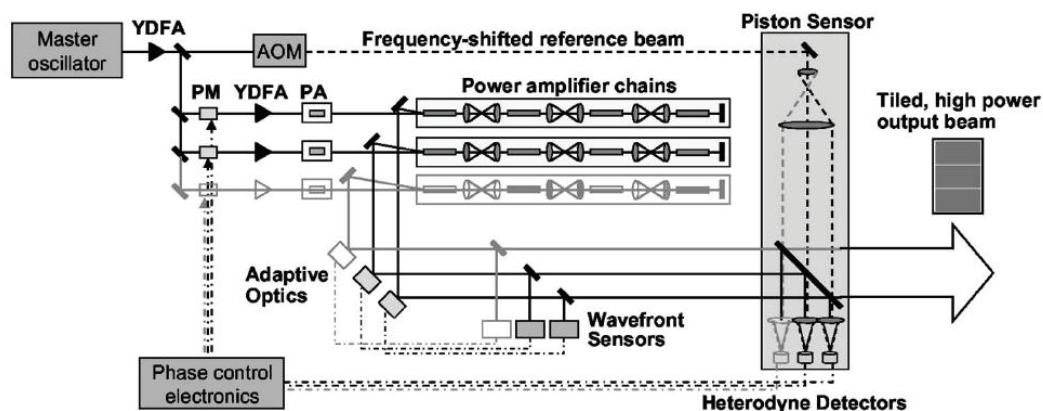


Figure I.32 : Dispositif de mise en phase d'amplificateurs de type YAG:Nd³⁺ par contrôle actif des phases relatives [GOO. 06]

Plusieurs configurations fibrées ont aussi vu le jour ces dernières années. En France, seul l'ONERA associé à Thales Research & Technology se sont intéressés à ces techniques de mise en phase active. Ils ont conjointement publié en 2006 la combinaison des rayonnements issus de quatre amplificateurs à fibre monomode codopée Er³⁺/Yb³⁺ à maintien de polarisation dans une configuration similaire à celle illustrée sur la figure I.30 [DEM. 06a]. L'auteur justifie le faible taux de recombinaison de 24% par l'éloignement spatial des faisceaux de sortie conduisant à un mauvais taux de remplissage de la pupille en champ proche (tableau I.1).

Le principe de mise en phase d'un grand nombre de sources de faible puissance par voie active a été démontré au même moment par le MIT Lincoln laboratory en recombinaison pour la première fois les rayonnements collimatés par une matrice de micro-lentilles de 48 émetteurs utilisant des fibres à maintien de la polarisation. Ce résultat reste à ce jour le record absolu du nombre de lasers combinés de façon cohérente [YU. 06] (tableau I.1). Tous ces bras entièrement passifs sont issus d'une cascade de coupleurs reliés à une source laser unique (figure I.33). Les phases sont modulées par étirement des fibres à l'aide de cales piézo-électriques.

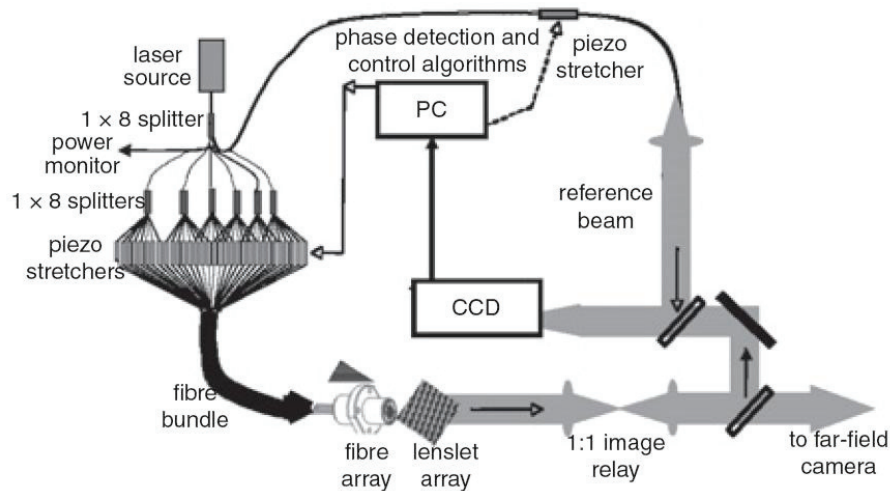


Figure I.33 : Dispositif de mise en phase de 48 émetteurs par contrôle actif des phases [YU. 06]

Les records de puissance en configuration fibrée sont quant à eux détenus par Northrop Grumman Space Technology qui expose en 2006 la génération d'un faisceau de 470W issu de la combinaison cohérente de 4 faisceaux élémentaires agencés en matrice carrée avec 63% de la puissance contenue dans lobe central [AND. 06] (tableau I.1). La configuration MOPA est composée de plusieurs étages amplificateurs fibrés à maintien de polarisation et les modulations de phase sur chaque bras sont réalisées par des dispositifs électro-optiques (figure I.34).

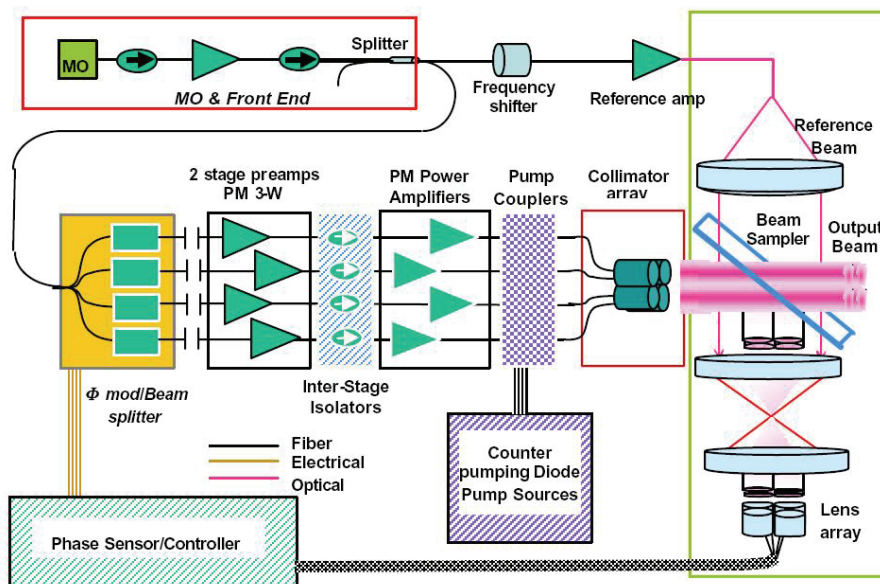
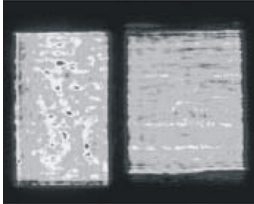
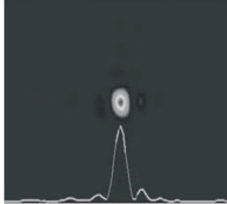
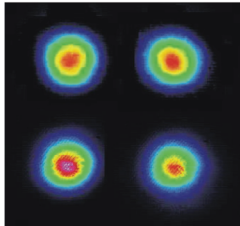
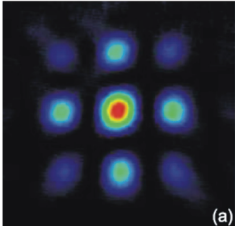
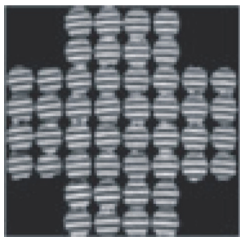
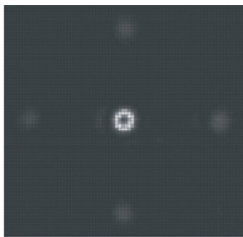


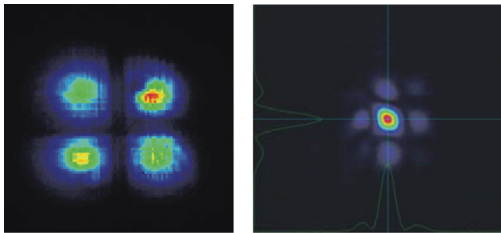
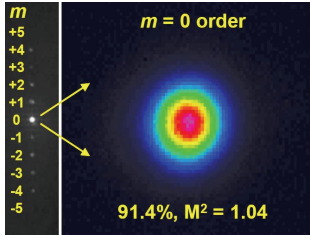
Figure I.34 : Dispositif de mise en phase de 4 amplificateurs fibrés dopés Yb^{3+} par contrôle actif des phases relatives [AND. 06]

En 2008, ce laboratoire récidive en publiant la combinaison de 5 faisceaux de 200W disposés en ligne dans une configuration similaire à celle illustrée sur la figure I.34 [WIC.

08]. L'originalité de ce nouveau dispositif repose sur l'utilisation d'un élément d'optique diffractive destiné à recombinaison des émetteurs en champ lointain. Ce composant d'excellente tenue au flux placé extra-cavité dispose d'une impressionnante efficacité de combinaison de 91,4% conduisant à une qualité spatiale du faisceau proche de celle du faisceau gaussien de référence ($M^2 = 1,04$) (tableau I.1).

Tableau I.1 : Tableau récapitulatif des résultats obtenus par contrôle actif avec analyse de la phase par détection hétérodyne multiple

[REF]	CARACTERISTIQUES / REMARQUES	OBSERVATIONS EXPERIMENTALES DES CHAMPS
[GOO. 06]	<ul style="list-style-type: none"> • 2 émetteurs / pupille rectangulaire • Modulateur de phase électro-optique • Amplificateurs massifs de type « zigzag » <p>Nd:YAG</p> <ul style="list-style-type: none"> • $\lambda_{\text{émission}} = 1060 \text{ nm}$ • $P_{\text{sortie}} = 19 \text{ kW}$ 	<div style="display: flex; justify-content: space-around; align-items: center;">   </div> <div style="display: flex; justify-content: space-around; margin-top: 5px;"> <u>Champ proche</u> <u>Champ lointain</u> </div>
[DEM. 06a]	<ul style="list-style-type: none"> • 4 émetteurs en matrice carrée • Modulateur de phase électro-optique • 24% de la puissance dans le lobe central • Amplificateurs fibrés $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$, $\text{PM}^{(1)}$ <ul style="list-style-type: none"> • $\lambda_{\text{émission}} = 1550 \text{ nm}$ • $P_{\text{sortie}} = \text{qq dizaines de mW}$ 	<div style="display: flex; justify-content: space-around; align-items: center;">   </div> <div style="display: flex; justify-content: space-around; margin-top: 5px;"> <u>Champ proche</u> <u>Champ lointain</u> (a) </div>
[YU. 06]	<ul style="list-style-type: none"> • 48 émetteurs en matrice 2D • Modulateur de phase piézo-électrique • Fibres passives $\text{PM}^{(1)}$ alimentés par un laser maître <ul style="list-style-type: none"> • $\lambda_{\text{émission}} = 785 \text{ nm}$ 	<div style="display: flex; justify-content: space-around; align-items: center;">   </div> <div style="display: flex; justify-content: space-around; margin-top: 5px;"> <u>Champ proche</u> <u>Champ lointain</u> </div>

[AND. 06]	<ul style="list-style-type: none"> • 4 émetteurs en matrice carrée • Modulateur de phase électro-optique • 63% de la puissance dans le lobe central • Amplificateurs fibrés Yb³⁺, PM⁽¹⁾ • $\lambda_{\text{émission}} = \mathbf{1080 \text{ nm}}$ • $P_{\text{sortie}} = \mathbf{470 \text{ W}}$ 	 <p style="text-align: center;"> <u>Champ proche</u> <u>Champ lointain</u> </p>
[WIC. 08]	<ul style="list-style-type: none"> • 5 émetteurs en ligne • Modulateur de phase électro-optique • 91% de la puissance dans le lobe central • Amplificateurs fibrés Yb³⁺, PM⁽¹⁾ • $\lambda_{\text{émission}} = \mathbf{1080 \text{ nm}}$ • $P_{\text{sortie}} = \mathbf{910 \text{ W}}$ 	 <p style="text-align: center;"><u>Champ lointain</u></p>

(1) PM : à maintien de polarisation

Il est à noter qu'à ce jour, aucune démonstration de combinaison cohérente n'a été réalisée en régime impulsionnel déclenché. Toutefois, une expérience préliminaire vient d'être réalisée par Northrop Grumman Space Technology montrant la possibilité de verrouiller la phase du rayonnement impulsionnel issu de l'amplificateur d'une configuration MOPA sur celle du rayonnement émis par le laser maître [CHE. 08]. L'oscillateur maître fonctionnant en régime continu subit une modulation en amplitude afin de générer le train d'impulsions (1 ns à une fréquence de répétition de 20 KHz) traversant ensuite 4 étages amplificateurs. La mise en phase active s'opère à nouveau par détection hétérodyne. Le signal de référence qui est extrait de l'amplificateur maître subit donc un décalage en fréquence. Après analyse, le signal d'erreur est envoyé vers le modulateur de phase électro-optique situé juste après le modulateur d'amplitude afin d'effectuer la correction nécessaire. La synchronisation entre la modulation d'amplitude, le décalage en fréquence et la modulation de phase s'effectue à l'aide d'une horloge de référence.

- **Analyse des phases par un détecteur unique**

Cette méthode de mise en phase active a l'avantage d'être très simple optiquement et de ne nécessiter qu'un seul détecteur sans référence externe (figure I.35).

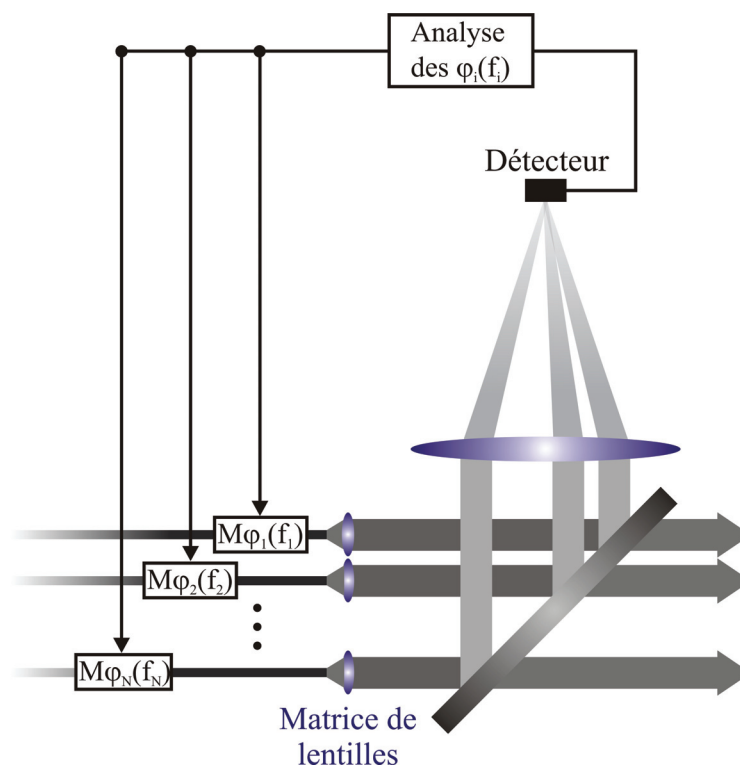


Figure I.35 : Système d'analyse des pistons de phase avec un détecteur unique

Les laboratoires HRL ont proposé en 2005 la mise en phase selon ce procédé de sept amplificateurs fibrés en s'affranchissant de modulateur de phase [BRU. 05b]. Un traitement du signal adapté permet d'isoler la phase de chaque rayonnement amplifié repérée par sa fréquence de modulation propre (figure I.36). Les différences de phase sont ensuite astucieusement minimisées en modulant le courant de pompage avec une fréquence différente pour chaque voie amplificatrice. Une variation de 100 mW de la puissance pompe suffit à induire un déphasage de $\lambda/2$. Les auteurs de ces travaux ont obtenu un faisceau en champ lointain dont le lobe central transporte 25% de la puissance soit 1,4W autour de 1550nm.

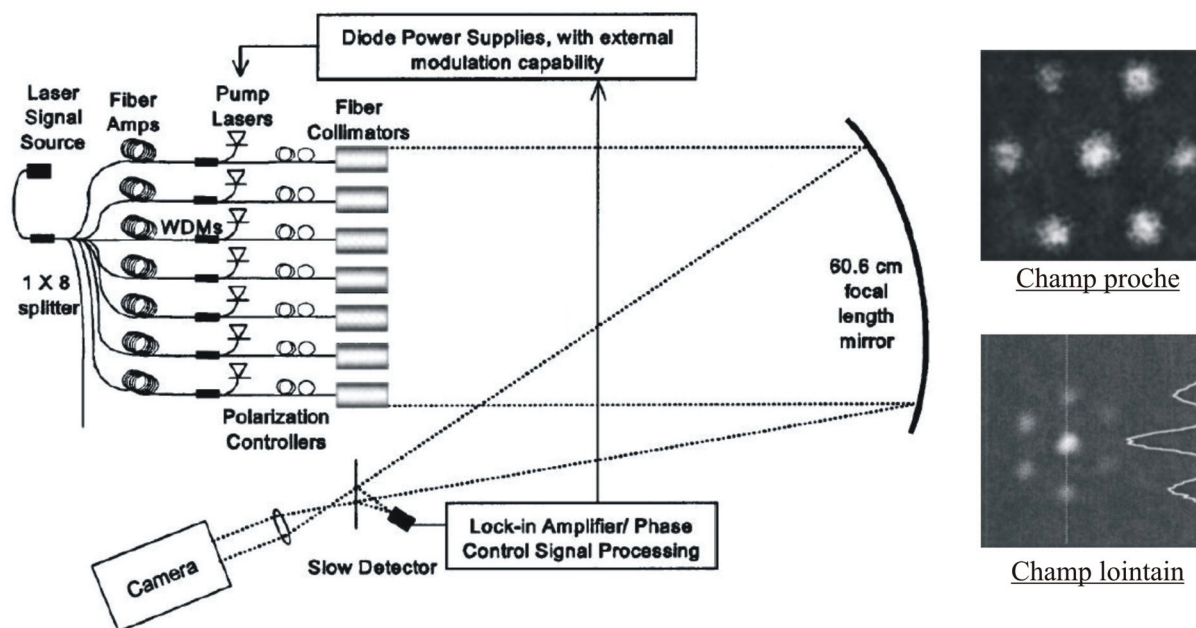


Figure I.36 : Dispositif de mise en phase des rayonnements de 7 amplificateurs fibrés par modulation du courant de pompage [BRU. 05b]

Une seconde méthode exploitée par une équipe de l'Air Force Research Laboratory utilise des modulateurs électro-optiques pour imprimer à chaque sous-faisceau, en plus de la correction de phase, une modulation de phase radio-fréquence (plusieurs 10 ou 100 MHz) [SHA. 06] (figure I.37). Ces fréquences sont beaucoup plus élevées que la fréquence de coupure de l'asservissement qui corrige les variations de phase (typiquement < 10 kHz). Ces modulations doivent être différentes pour chaque faisceau. Comme dans l'expérience précédente, une opération de traitement du signal permet de remonter à l'écart de phase entre chaque faisceau en analysant le décalage de phase propre à chaque fréquence RF. De façon générale, cette technique d'analyse des phases avec un détecteur unique nécessite une électronique de traitement complexe puisqu'il faut notamment gérer N fréquences RF différentes. Le problème de diaphonie qui peut être rencontré avec le système d'analyse de phase multi détecteurs est d'origine spatiale. Dans le cas d'un détecteur unique, l'origine de la diaphonie est d'ordre spectrale : il est nécessaire d'éviter tout recouvrement entre les fréquences RF, leurs harmoniques et battements dans le signal d'erreur analysé.

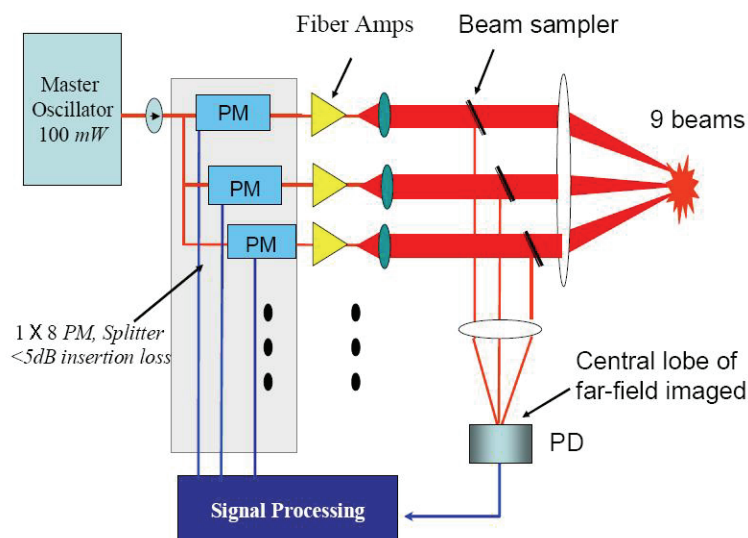


Figure I.37 : Dispositif de mise en phase active à l'aide d'un détecteur unique [SHA. 06]

Malgré les résultats très prometteurs obtenus par les techniques de mise en phase active, ces dispositifs souffrent de plusieurs inconvénients majeurs. Il est indispensable d'ajuster précisément à la fois les longueurs des fibres amplificatrices constituant les sources élémentaires et celle de la fibre chargée d'acheminer le faisceau de référence afin qu'elles présentent une différence de chemin optique inférieure à la longueur de cohérence du laser maître. De plus, la mise en phase des émetteurs élémentaires nécessite la mise en œuvre de systèmes d'asservissement électronique à la fois lourds et complexes.

II.2.2.3. Le couplage passif : Mise en phase spontanée

Le principal atout des méthodes dites passives réside dans le fait que la mise en phase des N sources lasers élémentaires permet de s'affranchir du dispositif complexe d'analyse de phase et de rétroaction mis en œuvre dans les techniques actives. Le verrouillage passif des phases relatives des différents émetteurs peut s'effectuer de plusieurs manières :

- **Par ondes évanescentes**

Ce mécanisme de mise en phase repose sur le couplage par ondes évanescentes des N bras amplificateurs fibrés (figure I.38). La distribution transverse du champ dans le plan de sortie de la cavité aussi appelée supermode de la structure résulte de la combinaison linéaire des N modes élémentaires de la structure composite totale. Parmi tous les supermodes susceptibles d'osciller, c'est celui qui présente les pertes minimales qui s'établit. Ainsi, ce supermode possède l'intégrale de recouvrement maximale avec les cœurs de la structure

composite. En d'autres termes, c'est la discrimination par le gain qui est à l'origine du verrouillage spontané des phases relatives des sources élémentaires.

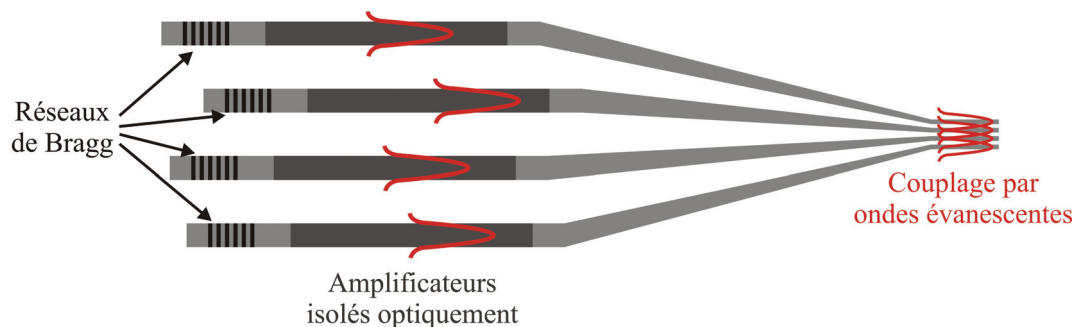


Figure I.38 : Principe du couplage par ondes évanescentes de sources élémentaires fibrées

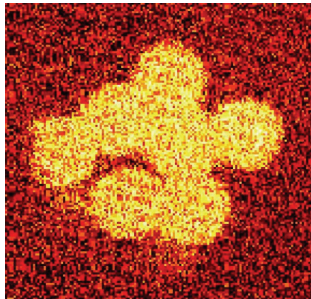
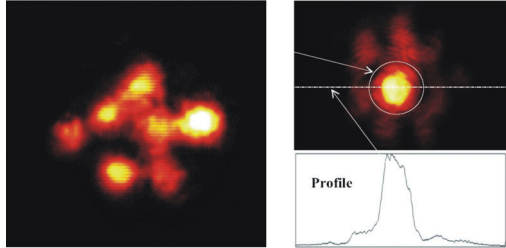
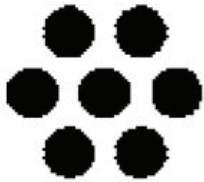
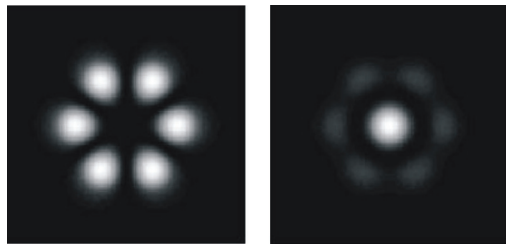
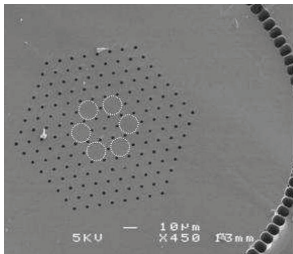
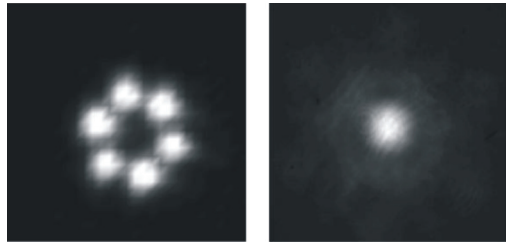
Dans une telle architecture laser, les N amplificateurs disposés en parallèle possèdent un miroir de fond de cavité commun ainsi qu'une zone de couplage garantie par leur proximité. Minden et ses collaborateurs ont obtenu cette condition par fusion étirage d'un fagot de 7 fibres dopées néodyme [MIN. 04]. Le couplage par onde évanescente au sein du coupleur en étoile a permis de démontrer la mise en phase de 5 des 7 lasers (tableau I.2). Cependant, avec ce procédé, la figure du champ lointain difficilement contrôlable dépend de l'arrangement des fibres au niveau de la zone étirée (précision micrométrique). Les résultats obtenus par M. Minden montrent qu'un agencement efficace est effectivement complexe à obtenir puisque seuls 5 cœurs sur 7 sont couplés correctement.

Ce principe de mise en phase est associé par plusieurs laboratoires à l'utilisation de fibres multi-cœurs dopées. Elles sont pompées par la gaine optique au moyen d'un faisceau multimodal unique. La grande proximité des cœurs assure un couplage distribué tout au long de la propagation. A titre d'exemple, deux résultats sont répertoriés dans le tableau I.2. Huo et ses collaborateurs ont modélisé et réalisé une fibre à 7 cœurs dopés ytterbium et pompée par deux diodes de 100W [HUO. 05]. Les cœurs de diamètre de $5\ \mu\text{m}$ sont espacés de $7\ \mu\text{m}$. La puissance de sortie atteindrait 177mW partagé sur les modes 1 et 2 (respectivement 137,4mW et 39,6mW) illustrés dans le tableau I.2.

Plus récemment, Michaille et ses collaborateurs ont proposé une fibre à 6 cœurs couplés basée sur la technologie des fibres microstructurées air/silice [MIC. 05]. Le principal intérêt de ce dispositif repose sur le diamètre élevé des cœurs ($14\ \mu\text{m}$) qui conserve malgré tout leur caractère unimodal. Une puissance moyenne de 42W a été extraite en configuration laser. Il est à noter l'importante aire effective du supermode de sortie de $1150\ \mu\text{m}^2$, ce qui

correspondrait à un rayon de champ de mode de 38 μm pour un mode gaussien (tableau I.2). La grande sensibilité aux courbures de cette fibre reste un handicap majeur.

Tableau I.2 : Tableau récapitulatif des résultats obtenus avec un couplage par ondes évanescentes

[REF]	SECTIONS TRANSVERSES	REMARQUES	OBSERVATIONS EXPERIMENTALES DES CHAMPS
[MIN. 04]		<ul style="list-style-type: none"> • 7 fibres dopées Nd • 110 mW/émetteur • 51% de puissance dans le lobe central 	 <p><u>Champ proche</u> <u>Champ lointain</u></p>
[HUO. 05]		<ul style="list-style-type: none"> • 7 cœurs dopés Yb • $P_{\text{pompe}} = 200 \text{ W}$ • $P_{\text{signal 1}} = 137,4 \text{ W}$ • $P_{\text{signal 2}} = 39,6 \text{ W}$ 	 <p><u>Mode 1</u> <u>Mode 2</u></p>
[MIC. 05]		<ul style="list-style-type: none"> • 6 cœurs dopés Yb • $L = 10 \text{ m}$ • $P_{\text{signal}} = 42 \text{ W}$ • 80% de puissance dans le lobe central 	 <p><u>Champ proche</u> <u>Champ lointain</u></p>

Il est important de noter que dans la plupart des cas, aucun contrôle n'est possible a posteriori sur la figure de champ émise et seul l'arrangement initial des fibres ou des cœurs

peut agir sur la combinaison modale. Cependant, le couplage évanescent peut être renforcé par un filtrage externe additionnel [MIC. 05].

- **Par un élément d'optique diffractive (EOD)**

Ce dispositif de combinaison s'appuie sur l'association des propriétés d'auto-organisation spatiale des lasers avec l'utilisation d'un élément d'optique diffractive (EOD) intra-cavité. Typiquement, une telle cavité multi-bras comporte N miroirs de fond de cavité et un coupleur de sortie commun, placé dans la direction de l'ordre 0 du composant d'optique diffractive (figure I.39). Les N faisceaux superposés en champ proche sur l'élément diffractif voient leurs phases et leurs amplitudes relatives s'auto-ajuster pour minimiser les pertes intra-cavité et maximiser la puissance transportée par le faisceau sortant sur l'ordre zéro de l'EOD.

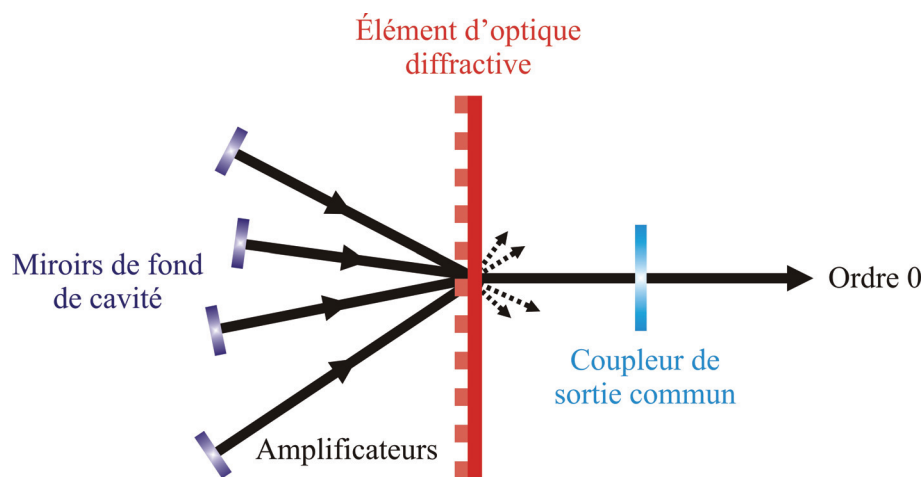


Figure I.39 : Principe d'utilisation d'un élément d'optique diffractive pour la combinaison cohérente

En théorie, le faisceau de sortie peut contenir près de la totalité de la puissance sur l'ordre 0 du EOD, mais en pratique, l'efficacité de diffraction ne dépasse guère les 90%. Cette efficacité de diffraction est optimisée en prédéfinissant les relations de phase entre les faisceaux élémentaires de façon à maximiser l'intégrale de recouvrement entre le profil du champ en entrée du composant combineur et celui recherché à sa sortie. En 1993, Morel et ses collaborateurs ont extrait sur l'ordre zéro de l'élément combineur, 70% de la puissance émise par trois fibres dopées néodyme [MOR. 93]. Cependant, la figure I.39 met clairement en évidence les limitations du procédé à la génération de très fortes puissances : l'élément d'optique diffractive reçoit l'ensemble de la puissance des faisceaux ce qui peut engendrer des dommages irréversibles au niveau de l'élément combineur.

- **Dans une cavité à transformation de Fourier (TF)**

Cette configuration particulière développée à la fin des années 90 par notre laboratoire est illustrée figure I.40 [MEN. 99]. Ce type de cavité est constitué de deux miroirs M_1 et M_2 placés dans les plans focaux d'une lentille convergente L . Ainsi, la lumière se propage d'un plan à l'autre du résonateur en subissant une transformation de Fourier. Le pompage longitudinal d'un même cristal de Nd:YAG accolé au miroir M_1 conduit à la génération de deux faisceaux gaussiens élémentaires. Le spectre de fréquences spatiales de la distribution de champ existant sur le miroir M_1 est affiché sur un filtre diffractif disposé sur le miroir M_2 . Ce filtre composé d'un réseau de fils opaques rectilignes matérialise les zéros d'amplitude de la répartition transverse du champ souhaité. Ces conditions aux limites particulières conduisent à privilégier l'établissement de la structure de champ à pertes minimales (tableau I.3). Les phases relatives des deux sources s'ajustent spontanément pour satisfaire à ces conditions. Cette discrimination modale s'explique par les propriétés d'auto-organisation du laser, qui oscille spontanément sur les structures de champ subissant les pertes minimales sur un aller-retour dans la cavité.

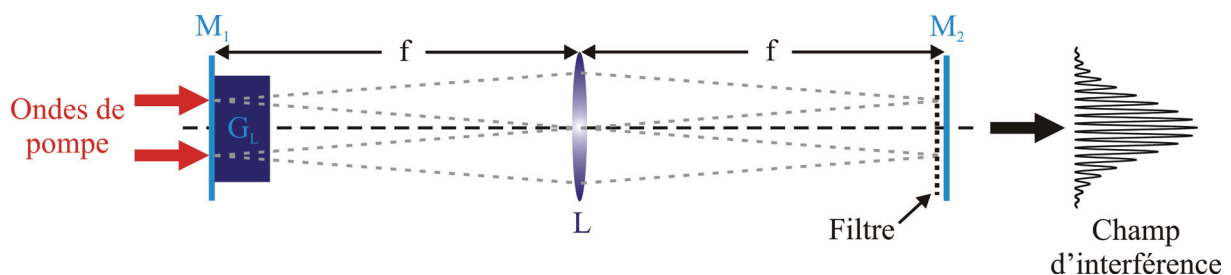


Figure I.40 : Principe du couplage de deux faisceaux dans une cavité à transformation de Fourier

Dans une configuration similaire (figure I.41), He et ses collaborateurs ont publié en 2006 la mise en phase de deux amplificateurs fibrés dopés ytterbium [HE. 06]. Le faible taux de remplissage en champ proche conduit à la génération d'un faisceau très structuré portant 88% de la puissance issue des deux lasers élémentaires soit 12,3 W autour de 1060 nm.

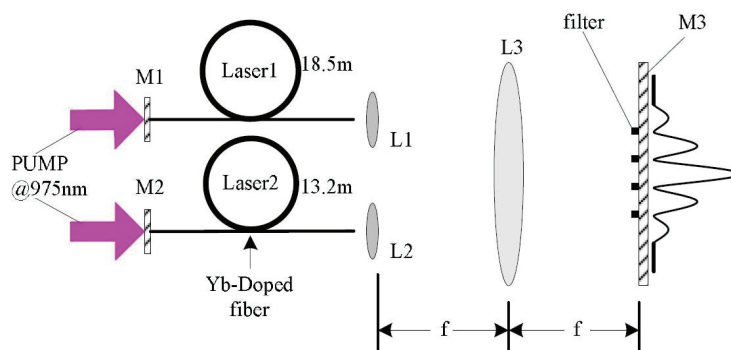


Figure I.41 : Combinaison cohérente de 2 amplificateurs fibrés dans une cavité à transformation de Fourier [HE. 06]

Une architecture originale adaptée à la mise en phase d'un réseau périodique d'émetteurs a été mise en œuvre par Corcoran et ses collaborateurs en 2005. Elle consiste à replier la cavité à transformation de Fourier sur elle-même. La lentille assurant l'affichage du spectre de fréquences temporelles est juxtaposée au miroir de sortie (figure I.42). On parle de cavité auto-imageuse. Dans cette configuration, le filtrage spatial est assuré par le réseau de fibres périodiquement espacées dans un même plan de la cavité (tableau I.3). Le bon fonctionnement d'une telle architecture passe par le choix judicieux de la longueur d'onde de travail, de la focale de la lentille et du pas entre chaque émetteur élémentaire. Dans le cas idéal, le motif géométrique du champ est le même dans les deux espaces de Fourier [COR. 05].

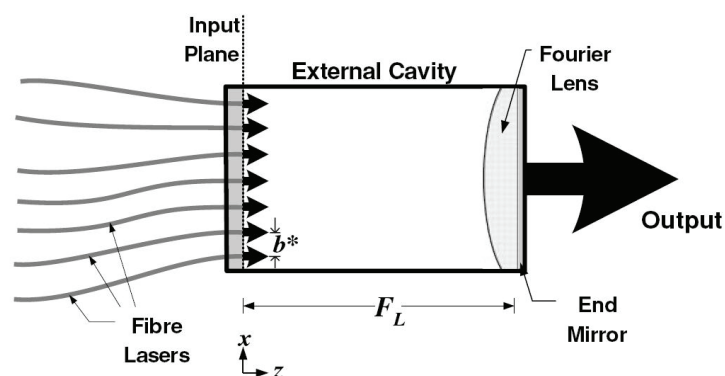


Figure I.42 : Cavité auto-imageuse [COR. 05]

Une dernière configuration issue de notre laboratoire intègre un EOD au sein d'une cavité à transformée de Fourier. L'architecture utilisée, illustrée par la figure I.43, est très proche de celle de la référence [MEN. 99] décrite précédemment.

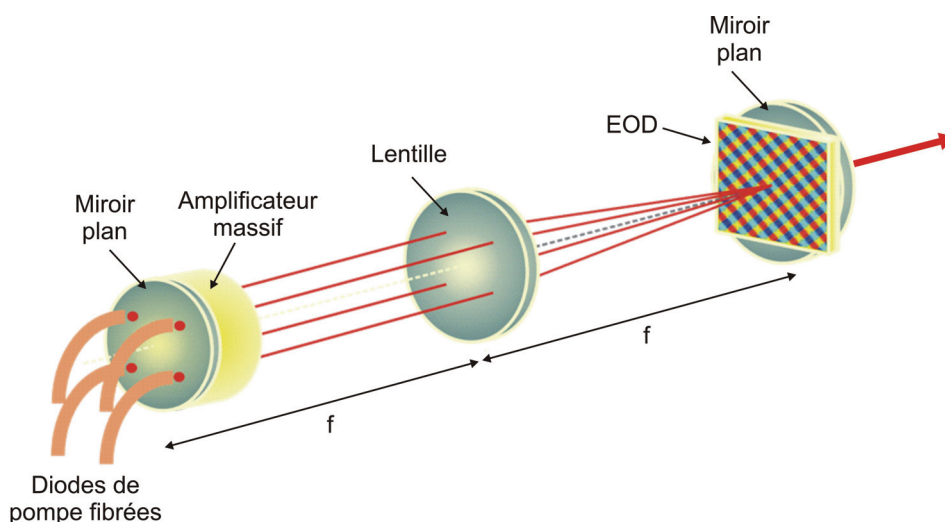
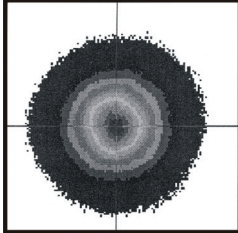
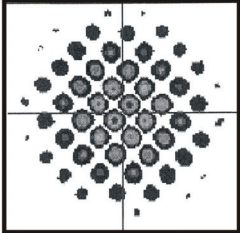
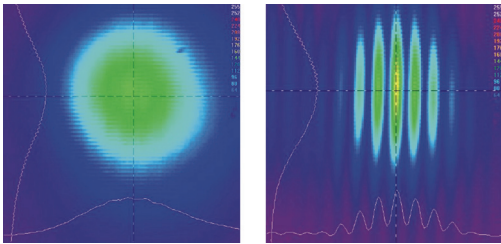
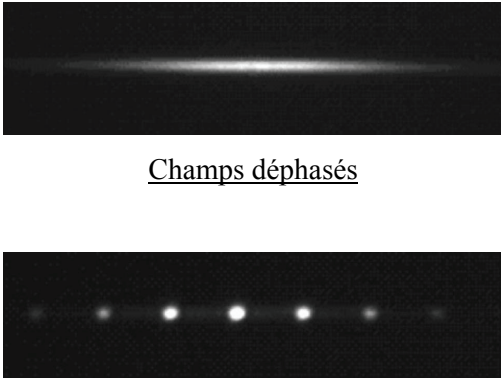
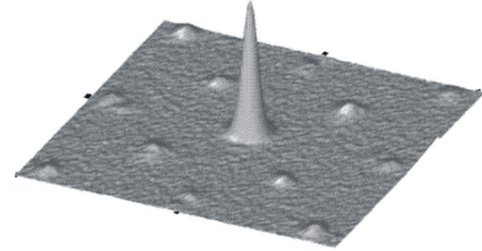


Figure I.43 : Utilisation d'un EOD au sein d'un cavité à TF

Le filtre diffractif est remplacé par l'EOD jouant le rôle de redresseur de phase. Les propriétés d'auto-organisation des lasers interviennent à nouveau pour maximiser la puissance transportée par le faisceau auto-collimaté sortant sur l'ordre zéro de l'EOD (tableau I.3). Cette configuration très efficace assure la présence de 82 % de la puissance dans le lobe central de la figure de diffraction.

Tableau I.3 : Tableau récapitulatif des résultats obtenus sur la mise en phase de plusieurs faisceaux dans une cavité à transformation de Fourier

[REF]	CARACTERISTIQUES / REMARQUES	OBSERVATIONS EXPERIMENTALES DES CHAMPS D'INTERFERENCE
[MEN. 99]	<ul style="list-style-type: none"> • 4 Faisceaux issus d'un même barreau de Nd:YAG • $P_{\text{sortie}} = 1,2 \text{ W}$ • Rendement opto-optique : 30% 	<div style="display: flex; justify-content: space-around; align-items: center;"> <div style="text-align: center;">  <p><u>Champs déphasés</u></p> </div> <div style="text-align: center;">  <p><u>Champs en phase</u></p> </div> </div>

[HE. 06]	<ul style="list-style-type: none"> • 2 amplificateurs fibrés dopés Yb • $P_{\text{sortie}} = 12,3 \text{ W}$ • Rendement opto-optique : 88 % 	 <p><u>Champs déphasés</u> <u>Champs en phase</u></p>
[COR. 05]	<ul style="list-style-type: none"> • 7 amplificateurs fibrés • Cavity auto-imageuse • $P_{\text{sortie}} = 400 \text{ mW}$ 	 <p><u>Champs déphasés</u></p> <p><u>Champs en phase</u></p>
[TON. 01]	<ul style="list-style-type: none"> • 4 amplificateurs issus d'un même barreau de Nd:YAG • 82% de la puissance dans le lobe central de la figure de diffraction • Utilisation d'un EOD • $P_{\text{sortie}} = 1 \text{ W}$ 	 <p><u>Champs en phase</u></p>

Malgré leur propension à réaliser un filtrage spatial efficace conduisant à la mise en phase des faisceaux, les cavités à transformation de Fourier apparaissent elles aussi peu adaptées à la génération de très fortes puissances. Comme dans le cas des cavités interférométriques, un des composants placé intra-cavité est condamné à supporter des densités de puissance très élevées (superposition de l'ensemble des faisceaux et pics de surbrillance au niveau des franges brillantes) qui peuvent naturellement conduire à sa détérioration voire à sa destruction.

- **Par injection mutuelle**

La combinaison par injection mutuelle consiste à injecter une partie de la puissance de chacun des faisceaux lasers dans le ou les lasers voisins. Les différents lasers élémentaires qui s'échangent une partie de leur rayonnement constituent des sous-cavités couplées dans une cavité complexe. Les différents lasers oscillent alors sur les modes longitudinaux de la cavité complexe ce qui conduit au verrouillage des phases. Ces architectures lasers allient la simplicité des systèmes interférométriques décrits précédemment aux avantages de la combinaison en champ lointain : aucun élément au sein de la cavité ne subira toute la puissance. Le montage illustré figure I.44 est issu de récents travaux effectués par Lei et ses collaborateurs en 2007.

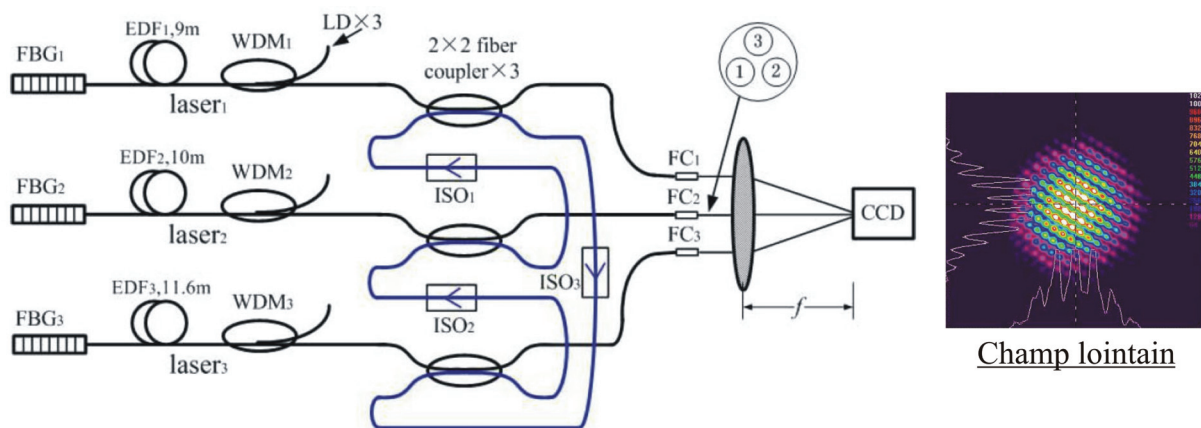


Figure I.44 : Dispositif de combinaison cohérente par injection mutuelle [LEI. 07]

Cette architecture entièrement fibrée est très intéressante compte tenu de sa simplicité. L'injection mutuelle s'effectue par l'intermédiaire d'une boucle de couplage unidirectionnelle partagée par les trois lasers et servant de cavité de référence. La présence de plusieurs isolateurs empêche la création de plusieurs sous-cavités indésirables. Au final, les lasers vont donc sélectionner des modes communs pour résonner dans la cavité de référence.

CONCLUSION

Dans ce premier chapitre, nous avons effectué un tour d'horizon des différents moyens récemment mis en œuvre pour atteindre de très hauts niveaux de puissance. Les dispositifs à amplificateur unique sont aujourd'hui très performants. Leur fiabilité conduit même IPG Photonics à commercialiser un laser fibré délivrant un faisceau de 2kW unimodal à 1060 nm. Cependant, ces dispositifs se heurtent aujourd'hui à des barrières technologiques que tentent de repousser les fibres de nouvelles générations type fibres microstructurées à guidage par réflexion totale interne modifiée ou fibres à bandes interdites photoniques.

Une étude effectuée en 2006 par Crystal Fibre destinée à l'élaboration d'un laser à fibre de 100kW avec un faisceau unimodal exprime clairement la nécessité de passer par un dispositif de combinaison pour atteindre ces niveaux de puissance exceptionnels. L'auteur envisage de combiner de façon incohérente 15 lasers fibrés élémentaires délivrant chacun 8kW pour atteindre ou même dépasser les 100kW. La solution ne viendra pas d'une course à la puissance qui opposerait les amplificateurs uniques de nouvelles générations aux techniques de combinaison mais probablement plutôt d'une rencontre entre ces deux domaines. Le choix de la méthode de combinaison est en partie lié à l'application visée. Pour les applications de puissance ne nécessitant pas de cohérence et de finesse spectrale (usinage, soudage) la combinaison incohérente est tout à fait adaptée. Dans le cas contraire où la cohérence est requise (communication en espace libre, Lidar), ce sont les techniques de combinaison cohérente qui sont recherchées.

La combinaison par contrôle actif des phases a aujourd'hui permis d'obtenir les meilleurs résultats à la fois en terme de puissance et de nombre de lasers élémentaires mis en jeu. Elle est cependant complexe à mettre en œuvre car elle exige un asservissement de phase sur chaque voie amplificatrice.

La combinaison par voie passive est une approche séduisante car simple à mettre en œuvre. Elle s'appuie sur les propriétés d'auto-organisation des lasers ce qui en fait la force du procédé. Il convient cependant de noter qu'en première approche, celui-ci semble applicable à un nombre limité (~10) de lasers élémentaires. Cette limite mérite cependant d'être nuancée puisque les études numériques réalisées à ce jour n'ont considéré que des cavités froides ou encore ont pris en compte le gain mais en considérant des rayonnements monochromatiques.

En conclusion, c'est principalement parce qu'elles ne nécessitent pas de réglage externe que nous avons dans les travaux présentés dans ce manuscrit exploré des méthodes de combinaison par voie passive. Deux architectures mettant en œuvre des filtrages spectraux ou spatiaux seront présentées et exploitées.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

A

- [AND. 06] J. ANDEREGG, S. BROSANAN, E. CHEUNG, P. EPP, D. HAMMONS, H. KOMINE, M; WEBER and M. WICKHAM “Coherently coupled high-power fiber arrays,” *Proceedings of SPIE*, 6102, 2006
- [AUG. 03] S. J. AUGST, A. K. GOYAL, R. L. AGGARWAL, T. Y. FAN and A. SANCHEZ, “Wavelength beam combining of ytterbium fiber lasers,” *Optics Letters*, vol.28, N°.5, 2003

B

- [BOU. 05] J. BOULLET, D. SABOURDY, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMÈNE, D. PAGNOUX, and P. ROY “Coherent combining in an Yb-doped double-core fiber laser,” *Optics Letters*, vol.30, N°.15, 2005
- [BOU. 06] Y. BOULLET, “Lasers à fibres à profil de gain discrétisé adaptés à l’émission de fortes puissances,” *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, 2006
- [BRU. 05a] H. BRUESSELBACH, M. MINDEN, J. L. ROGERS, D. C. JONES and M. S. MANGIR, “200 W Self-Organized Coherent Fiber Arrays,” *Proceedings of Conference on Laser and Electro-Optics*, CLEO US CMDD4, 2005
- [BRU. 05b] H. BRUESSELBACH, S. WANG, M. MINDEN, D. C. JONES, and M. MANGIR, “Power-scalable phase-compensating fiber-array transceiver for laser communications through the atmosphere,” *Journal of Optical Society of America B*, vol.22, N°.2, 2005

C

- [CHA. 05] B. CHANN, R. K. HUANG, L. J. MISSAGGIA, C. T. HARRIS, Z. L. LIAU, A. K. GOYAL, J. P. DONNELLY, T. Y. FAN, A. SANCHEZ-RUBIO and G. W. TURNER “Near-diffraction-limited diode laser arrays by wavelength beam combining,” *Optics Letters*, vol.30, N°.16, 2005
- [CHE. 08] E. C. CHEUNG, M. WEBER, and R. R. RICE, “Phase Locking of a Pulsed Fiber Amplifier,” *Proceedings of Advanced Solid-State Photonics*, ASSP WA2, 2008
- [COR. 05] C. J. CORCORAN and F. DURVILLE, “Experimental demonstration of a phase-locked laser array using a self-Fourier cavity,” *Applied Physics Letters*, vol.86, 2005

D

- [DEM. 06a] S. DEMOUSTIER, A. BRIGNON, E. LALLIER, J.P. HUIGNARD and J. PRIMOT, “Coherent Combining of 1.5 μ m Er-Yb Doped Single Mode Fiber Amplifiers,” *Proceedings of Conference on Laser and Electro-Optics*, CLEO US CThAA5, 2006
- [DEM. 06b] S. DEMOUSTIER, “Recombinaison cohérente de fibres laser,” *Thèse de doctorat*, Université de Paris XI, 2006
- [DID. 66] M. DI DOMENICO, “Characteristics of a single-frequency Michelson-type He-Ne gas laser,” *IEEE Journal Of Quantum Electronics*, QE-2, 311-322, 1966
- [DON. 07] L. DONG, X. PENG, and J. LI, “Leakage channel optical fibers with large effective area,” *Journal of Optical Society of America B*, vol.24, N°8, 2007

E

- [ECK. 06] V. ECKHOUSE, A. A. ISHAAYA, L. SHIMSHI, N. DAVIDSON, and A. A. FRIESEM, "Intracavity coherent addition of 16 laser distributions," *Optics Letters*, vol.31, N°.3, 2006

G

- [GAP. 05] V. GAPONTSEV, D. GAPONTSEV, N. PLATONOV and O. SHKURIKHIN, "2 kW CW ytterbium fiber laser with record diffraction-limited brightness," *Proceedings of Conference on Laser and Electro-Optics*, CLEO Europe, 2005
- [GAP. 07] D. GAPONOV, P. ROY, S. FÉVRIER, M. E. LIKHACHEV, S. L. SEMJONOV, M. M. BUBNOV, E. M. DIANOV, M. Y. YASHKOV, V. F. KHOPIN, M. Y. SALGANSKII and A. N. GURYANOV, "High-Power Photonic Bandgap Fibre Laser," *Proceedings of European Conference on Optical Communication*, Post deadline paper, ECOC Th 3.9, Berlin Germany, 2007
- [GOO. 06] G. D. GOODNO, H. KOMINE, S. J. MCNAUGHT, S. B. WEISS, S. REDMOND, W. LONG, R. SIMPSON, E. C. CHEUNG, D. HOWLAND, P. EPP, M. WEBER, M. MCCLELLAN, J. SOLLEE and H. INJEYAN, "Coherent combination of high-power, zigzag slab lasers," *Optics Letters*, vol.31, N°.9, 2006

H

- [HE. 06] B. HE, Q. LOU, J. ZHOU, J. DONG, Y. WEI, D. XUE, Y. QI, Z. SU, L. LI and F. ZHANG, “High power coherent beam combination from two fiber lasers,” *Optics Express*, vol.14, N°7, 2006
- [HUO. 05] Y. HUO and P. K. CHEO, “Analysis of transverse mode competition and selection in multicore fiber lasers,” *Journal of Optical Society of America B*, vol.22, N°11, 2005

J

- [JAM. 07] R. JAMIER, “Propriétés linéaires des fibres optiques à cristal photonique à cœur solide,” *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, 2007

K

- [KLI. 07] S. KLINGEBIEL, F. RÖSER, B. ORTAÇ, J. LIMPert, and A. TÜNNERMANN, “Spectral beam combining of Yb-doped fiber lasers with high efficiency,” *Journal of Optical Society of America B*, vol.24, N°8, 2007

L

- [LEI. 07]]B. LEI, Y. FENG, “Phase locking of an array of three fiber lasers by an all-fiber coupling loop,” *Optics Express*, vol.15, N°25, 2007
- [LIM. 03] J LIMPert et Al, *Proceedings of Photonics West*, SPIE 5Etats-Unis, 2003

-
- [LIM. 06] J. LIMPERT, O. SCHMIDT, J. ROTHHARDT, F. RÖSER, T. SCHREIBER and A. TÜNNERMANN, “Extended single-mode photonic crystal fiber lasers,” *Optics Express*, vol.14, N°7, 2006
- [LOF. 07] T. H. LOFTUS, A. LIU, P. R. HOFFMAN, A. M. THOMAS, M. NORSEN, R. ROYSE and E. HONEA, “522 W average power, spectrally beam-combined fiber laser with near-diffraction-limited beam quality,” *Optics Express*, vol.32, N°4, 2007

M

- [MEN. 99] S. MENARD, M. VAMPOUILLE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMENE, B. COLOMBEAU and C. FROEHLI, “Highly efficient phase locking of four diode pumped Nd:YAG laser beams,” *Optics Communications*, vol.160, 1999
- [MIC. 05] L. MICHAILLE, C. R. BENNETT, D. M. TAYLOR, T. J. SHEPHERD, J. BROENG, H. R. SIMONSEN, and A. PETERSSON “Phase locking and supermode selection in multicore photonic crystal fiber lasers with a large doped area,” *Optics Letters*, vol.30, N°13, 2005
- [MIN. 04] M. L. MINDEN, H. W. BRUESSELBACH, J. L. ROGERS, M. S. MANGIR, D. C. JONES, G. J. DUNNING, D. L. HAMMON, A. J. SOLIS, and L. VAUGHAN “Self-organized coherence in fiber laser arrays,” *Proceedings of SPIE*, 89, 2004
- [MOR. 93] J. MOREL, A. WOODTLI and R. DANDLIKER, “Coherent coupling of an array of Nd³⁺-doped single-mode fiber lasers by use of an intracavity phase grating”, *Optics Letters*, vol.18, N°18, 1993

N

- [NIC. 06] J. W. NICHOLSON, S. RAMACHANDRAN, S. GHALMI, M. F. YAN, P. WISK, E. MONBERG, and F. V. DIMARCELLO, “Propagation of femtosecond pulses in large-mode-area, higher-order-mode fiber,” *Optics Letters*, vol.31, N°.21, 2006

P

- [PUR. 08] V. PUREUR, L. BIGOT, G. BOUWMANS, Y. QUIQUEMPOIS, M. DOUAY and Y. JAOUEN, “Ytterbium-doped solid core photonic bandgap fiber for laser operation around 980 nm,” *Applied Physics Letters*, vol.92, 2008

R

- [ROS. 06] F. RÖSER, S. KLINGEBIEL, A. LIEM, T. SCHREIBER, S. HÖFER, J. LIMPERT, T. PESCHEL, R. EBERHARD and A. TÜNNERMANN, “Spectral combining of fiber lasers,” *Proceedings of SPIE*, 6102, 2006

S

- [SAB. 02a] D. SABOURDY, V. KERMÈNE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, M. VAMPOUILLE and A. BARTHÉLÉMY, “Coherent combining of two Nd:YAG lasers in a Vernier–Michelson-type cavity,” *Applied Physics B*, vol.75, 503–507,2002

- [SAB. 02b] D. SABOURDY, V. KERMÈNE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, L. LEFORT, A. BARTHÉLÉMY, C. MAHODAUX and D. PUREUR, “Power scaling of fibre lasers with all-fibre interferometric cavity,” *Electronics Letters*, vol.38, N°.14, 2002
- [SAB. 03a] D. SABOURDY, V. KERMÈNE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, L. LEFORT, A. BARTHÉLÉMY, P. EVEN and D. PUREUR “Efficient coherent combining of widely tunable fiber lasers,” *Optics Express*, vol.11, N°.2, 2003
- [SAB. 03b] D. SABOURDY, “ Contribution au contrôle cohérent des rayonnements lasers : Emission d’un faisceau homogène dans un laser de large section, combinaison de puissance dans des cavités ramifiées : application aux lasers fibrés,” *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, 2003
- [SAB. 04] D. SABOURDY, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMÈNE and A. BARTHÉLÉMY, “Coherent combining of Q-switched fibre lasers,” *Electronics Letters*, vol.40, No.20, 2004
- [SCH. 08] O. SCHMIDT, J. ROTHHARDT, T. EIDAM, F. RÖSER, J. LIMPERT, A. TÜNNERMANN, K. P. HANSEN, C. JAKOBSEN and J. BROENG, “Single-polarization ultra-large-mode-area Yb doped photonic crystal fiber”, *Optics Express*, vol.16, N°.6, 2008
- [SEV. 08] A. SEVIAN, O. ANDRUSYAK, I. CIAPURIN, V. SMIRNOV, G. VENUS, and L. GLEBOV, “Efficient power scaling of laser radiation by spectral beam combining,” *Optics Letters*, vol.33, N°.4, 2008
- [SHA. 06] T. M. SHAY, V. BENHAM, J. T. BAKER, CAPT. B. WARD, A. D. SANCHEZ, M. A. CULPEPPER, SGT. D. PILKINGTON, LT. J. SPRING, LT. DOUGLAS J. NELSON, and LT. C. A. LU, “First experimental demonstration of self synchronous phase locking of an optical array,” *Optics Express*, vol.14, N°.25, 2006

- [SHI. 02] A. SHIRAKAWA, T. SAITOU, T. SEKIGUCHI, and K. UEDA, “Coherent addition of fiber lasers by use of a fiber coupler,” *Optics Express*, vol.10, N°. 21, 2002
- [SHI. 04] A. SHIRAKAWA, K. MATSUO, and K. UEDA “Power summation and bandwidth narrowing in coherently-coupled fiber laser array,” *Proceedings of Conference on Laser and Electro-Optics*, CLEO US CThGG2, 2004

T

- [TON. 01] M. TONDUSSON, C. FROEHLI, V. KERMENE and M. VAMPOUILLE, “Coherent combination of four laser beams in a multi-axis Fourier cavity using a diffractive optical element,” *Journal Of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol.3, 2001

W

- [WAN. 06] P. WANG, L. J. COOPER, J. K. SAHU, and W. A. CLARKSON “Efficient single-mode operation of a cladding pumped ytterbium-doped helical-core fiber laser,” *Optics Letters*, vol.31, N°.2, 2006
- [WIC. 08] M. WICKHAM, E. C. CHEUNG, J. G. HO, G. D. GOODNO, R. R. RICE, J. ROTHENBERG, P. THIELEN and M. WEBER, “Coherent Combination of Fiber Lasers with a Diffractive Optical Element,” *Proceedings of Advanced Solid-State Photonics*, ASSP WA5, 2008

Y

- [YU. 06] C. X. YU, J. E. KANSKY, S. E. J. SHAW, D. V. MURPHY and C. Higgs
“Coherent beam combining of large number of PM fibres in 2-D fibre array,”
Electronics Letters, vol.42, N°.18, 2006

CHAPITRE II

COMBINAISON COHERENTE DE LASERS A FIBRE PAR FILTRAGE SPECTRAL : ARCHITECTURE INTERFEROMETRIQUE

INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent, j'ai brièvement décrits les différents procédés étudiés aujourd'hui pour générer de forts niveaux de puissance à partir d'un laser fibré unique ou d'un ensemble d'amplificateurs élémentaires associés à une étape de recombinaison.

Nous allons dans ce second chapitre nous intéresser à une de ces techniques de combinaison de faisceaux dont le principe est décrit dans le chapitre 1. Elle exploite une architecture multi-bras qui comporte un interféromètre de Michelson ou Mach-Zehnder et un ensemble d'amplificateurs élémentaires. Dans cette configuration, chacun des bras de l'interféromètre est un amplificateur. La combinaison cohérente de l'ensemble des sources élémentaires s'effectue sur une voie commune du résonateur de telle sorte que le faisceau émis est de type TEM_{00} . D. Sabourdy au cours de sa thèse [SAB. 03b] a validé le principe en régime de fonctionnement continu avec des milieux amplificateurs cristallins [SAB. 02a] puis avec des sources fibrées [SAB. 02b, SAB. 03a]. Quelques uns de ses résultats seront commentés dans ce chapitre. Au cours de ma thèse, j'ai exploré cette méthode de combinaison en régimes déclenché et à verrouillage de modes, l'objectif étant de démontrer la compatibilité du procédé avec chacun de ces deux régimes impulsionnels.

Dans ce deuxième chapitre, je commencerai par décrire le principe de fonctionnement du laser interféromètre en m'appuyant sur les résultats obtenus par D. Sabourdy en régime d'émission continue. Je présenterai la réponse spectrale de la cavité interféromètre passive calculée à partir du coefficient de réflexion équivalent de l'interféromètre et de la fonction de transfert d'une cavité de type Fabry-Pérot. Le but est de démontrer que le filtrage spectral opéré par la cavité conduit à la combinaison cohérente des rayonnements se propageant dans les amplificateurs disposés en parallèle. Je décrirai ensuite les contraintes auxquelles nous devons faire face pour assurer une efficacité de combinaison optimale des amplificateurs élémentaires. Quatre facteurs d'influence seront analysés en régime de fonctionnement continu : la différence de marche entre les bras de l'interféromètre, les conséquences de l'augmentation du nombre d'amplificateurs sur le spectre de fréquences temporelles, le déséquilibre en puissance entre les différentes voies amplificatrices élémentaires ainsi que les états de polarisation des faisceaux qui interfèrent pour se recombinaison.

Je m'attacherai ensuite à présenter le laser interféromètre en régime de fonctionnement déclenché. Après avoir exposé son principe, je mettrai en évidence l'intérêt de l'architecture

interférométrique pour ce type de régime. Les résultats expérimentaux seront décrits pour des lasers à fibre pompée par le cœur puis pompée par la gaine. Dans les deux cas, l'émission de chaque laser élémentaire sera préalablement caractérisée dans le but de pouvoir comparer les résultats à ceux obtenus en configuration interférométrique.

La dernière partie de ce chapitre sera consacrée au laser interféromètre en régime de fonctionnement à verrouillage de modes. Après une description générale du principe de fonctionnement de ce régime impulsionnel, je m'attarderai sur les conséquences du filtrage spectral opéré par l'architecture interférométrique sur le comportement temporel d'un tel laser. Je terminerai par la présentation et le commentaire des résultats obtenus expérimentalement.

I. LE LASER INTERFEROMETRE

I.1. PRINCIPE

Le principe de la combinaison cohérente de lasers par filtrage spectral est basé sur l'association de la propriété d'auto-organisation spectrale des lasers assurant l'émission de modes longitudinaux de moindres pertes, avec l'utilisation d'une configuration de résonateur interféromètre de type Michelson. Ce type de résonateur aussi appelé cavité Di Domenico-Seidel a déjà été utilisé dans le passé, peu après l'apparition des premiers lasers, pour ses propriétés de filtrage spectral afin d'imposer un fonctionnement fréquentiel unimodal dans un laser à gaz [DID. 66]. Dès 2001, notre laboratoire a exploité cette architecture laser pour combiner de façon cohérente les rayonnements issus de plusieurs sources élémentaires [SAB. 02]. Le schéma de principe de la cavité interféromètre en configuration Michelson déjà décrite dans le premier chapitre est rappelé sur la figure II.1. Les conditions aux limites imposées par la lame séparatrice S sur les phases relatives des champs qui y interfèrent se traduisent par une structuration du spectre de fréquences temporelles (figure II.1). Le laser oscille spontanément sur les fréquences de résonance qui produisent des interférences constructives sur la voie commune fermée par le miroir de sortie M_C . Ces fréquences engendrent des interférences destructives vers la seconde sortie de la séparatrice que nous appellerons « à fuite ». Idéalement, notamment si le contraste des franges spectrales est proche de l'unité, cet auto-ajustement des fréquences temporelles conduit à une combinaison totale des rayonnements issus des deux amplificateurs sur la voie commune du laser (entre S et M_C). Cette combinaison s'effectue sans pertes supplémentaires intra-cavité liées à la configuration interférométrique du résonateur par rapport à une cavité laser linéaire standard ce qui doit conduire en théorie à une combinaison parfaite des émissions des lasers couplés. Le spectre émis est donc modulé avec une période qui dépend de la différence de chemin optique entre les deux bras amplificateurs.

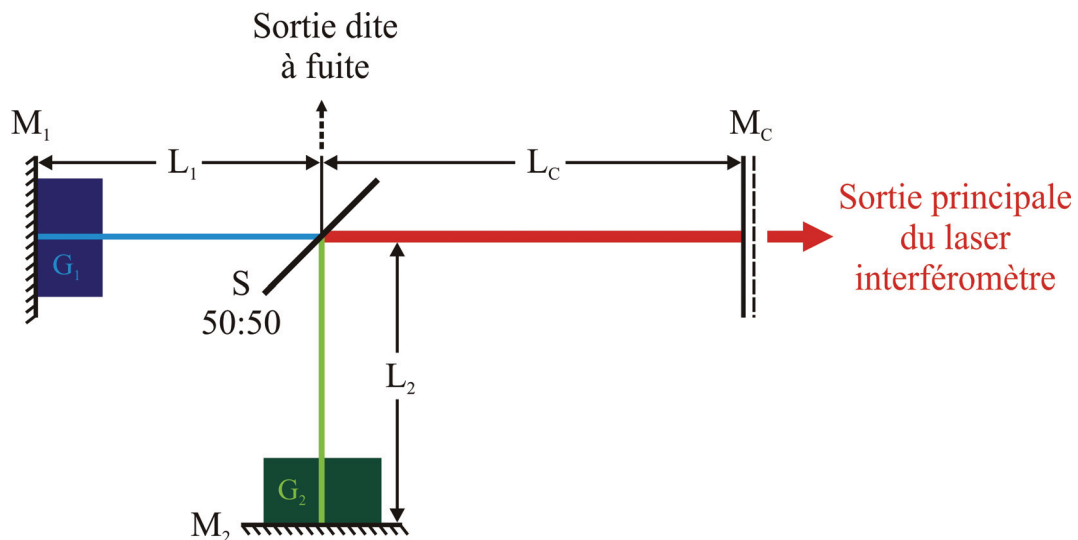


Figure II.1 : Schéma de principe de la cavité interféromètre en configuration Michelson

Une alternative à la configuration Michelson, consiste à réaliser la combinaison cohérente des rayonnements issus de deux amplificateurs dans un résonateur laser interféromètre de type Mach-Zehnder (figure II.2). Cette configuration, symétrique de la configuration Michelson, fonctionne selon le même principe. Il est à noter que la période de modulation spectrale induite par l'interféromètre de Mach-Zehnder est deux fois plus longue que celle imposée par l'interféromètre de Michelson pour une différence de chemin optique donnée.

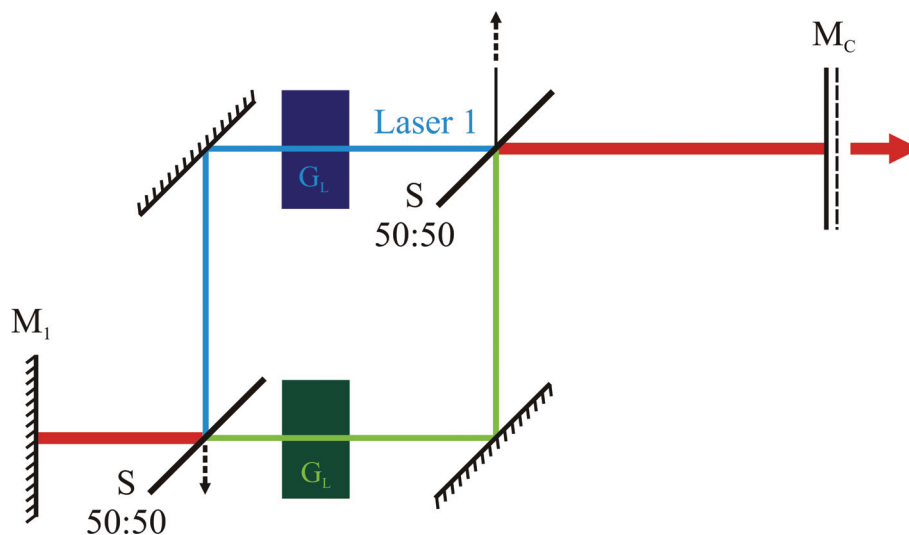


Figure II.2 : Schéma de principe de la cavité interféromètre en configuration Mach-Zehnder

Ce type de résonateur a l'avantage de ne nécessiter qu'un seul réflecteur de fond de cavité M_1 . Ce paramètre est important car dans le cas d'une configuration Michelson fibrée, les deux réseaux de Bragg en fond de cavité interféromètre doivent être identiques pour avoir

un bon recouvrement spectral des rayonnements issus de deux amplificateurs indispensable à leur couplage. Enfin, il est important de noter que la configuration Mach-Zehnder est aussi bien adaptée à une architecture laser en ligne qu'en anneau, contrairement à la configuration Michelson.

C'est donc cette architecture qui a été le plus souvent utilisée en configuration fibrée. Les schémas de principe des cavités fibrées en configuration Michelson et Mach-Zehnder sont représentés respectivement figures II.3 et II.4. Ces montages comportent uniquement des composants standard disponibles dans le commerce.

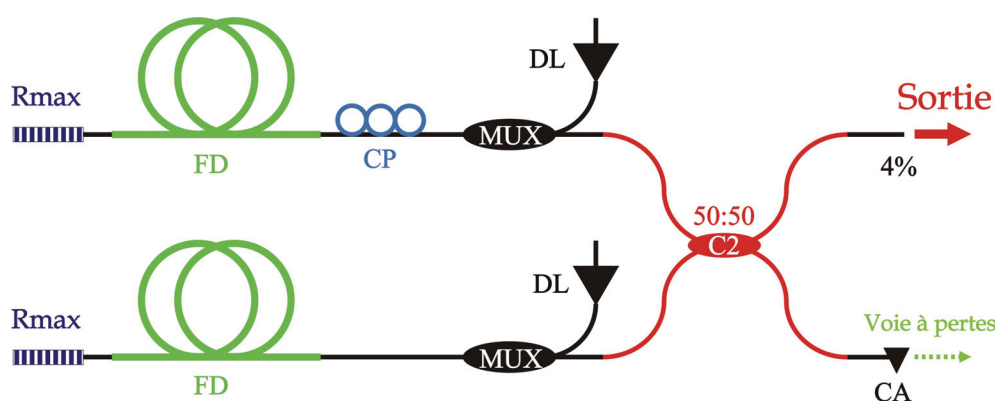


Figure II.3 : Cavité interféromètre fibrée en configuration Michelson, C : Coupleur, FD : Fibre dopée, CP : Contrôleur de polarisation, CA : Clive en angle, DL : Diode laser, MUX : Multiplexeur

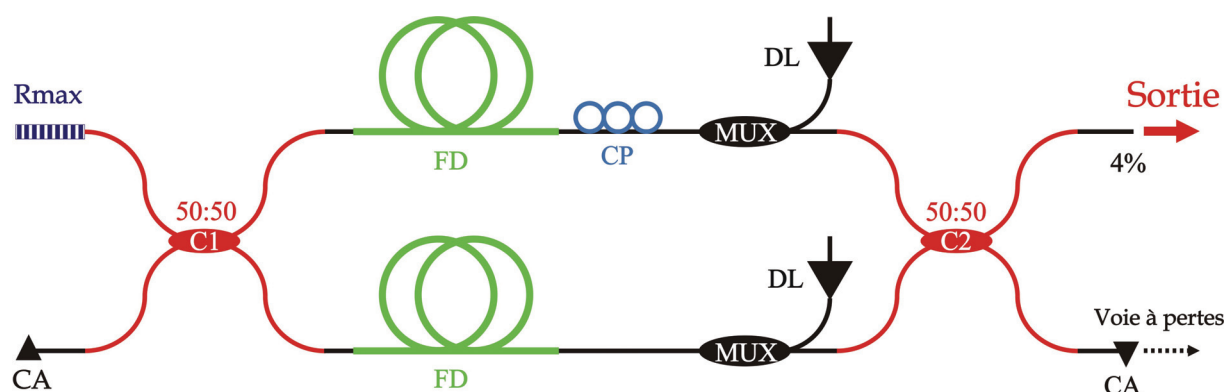


Figure II.4 : Cavité interféromètre fibrée en configuration Mach-Zehnder, C : Coupleur, FD : Fibre dopée, CP : Contrôleur de polarisation, CA : Clive en angle, DL : Diode laser, MUX : Multiplexeur

En configuration Mach-Zehnder, la cavité comporte deux fibres amplificatrices (FD) identiques dopées aux ions de terre rare pompées par des diodes lasers fibrées (DL) à travers des multiplexeurs en longueur d'onde (MUX) ou combineurs fibrés eux aussi. Les deux bras amplificateurs sont reliés à chaque extrémité par des coupleurs 50:50 (C1 et C2) qui sont l'équivalent fibré des séparatrices. La cavité laser est refermée par un réseau de Bragg de

réflexion maximale R_{\max} soudé à une voie du coupleur C1 et une réflexion de Fresnel assurée par un clive droit sur le coupleur C2 qui agit comme un miroir de sortie. Les deux autres ports de sortie des deux coupleurs sont clivés en angle (CA) afin d'éviter tout retour parasite vers la cavité. Un contrôleur de polarisation (CP) placé sur un des bras de l'interféromètre permet d'ajuster l'état de polarisation afin d'optimiser l'efficacité de combinaison η définie par :

$$\eta = \frac{P_s}{\sum_i P_{Li}} \quad (2.1)$$

où P_s est la puissance de sortie sur la voie principale et P_{Li} la puissance en sortie de chacun des lasers élémentaires.

I.2. REPONSE SPECTRALE DE LA CAVITE INTERFEROMETRIQUE PASSIVE

Nous allons dans ce paragraphe expliciter la réponse spectrale d'une cavité interféromètre purement passive en configuration Michelson. Les maxima de cette réponse spectrale donnent les fréquences de résonance qui subissent les pertes minimales et qui sont par conséquent émises par le laser interféromètre. Le calcul sera effectué en deux étapes. Dans un premier temps, nous donnerons le coefficient de réflexion équivalent d'un interféromètre de Michelson pour en déduire au final la réponse spectrale globale de la cavité interféromètre assimilée à un Fabry-Pérot constitué du miroir de sortie et du miroir équivalent à l'interféromètre de Michelson.

I.2.1. Coefficient de réflexion équivalent de l'interféromètre

Un interféromètre peut être vu comme un miroir M_k dont le coefficient de réflexion varie en fonction de la longueur d'onde du signal incident. Dans ce paragraphe, nous allons calculer l'expression de cette réflectivité R_k en considérant une onde plane monochromatique de champ E_i issue du bras commun d'un interféromètre de Michelson illuminant le système optique composé de la séparatrice S et des miroirs M_1 et M_2 (figure II.5). En exploitant la notion de champs circulants nous déterminerons l'expression du champ réfléchi E_r et en déduirons le coefficient de réflexion en intensité R_k avec :

$$R_k = \left| \frac{E_r}{E_i} \right|^2 \quad (2.2)$$

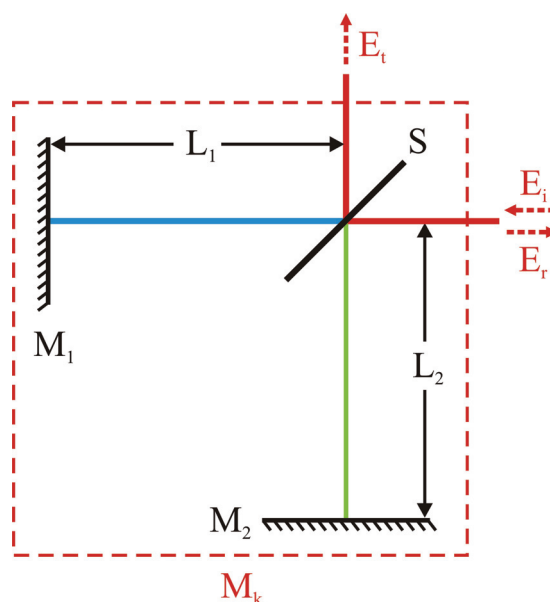


Figure II.5 : Champs circulants dans l'interféromètre de Michelson

Le déphasage ϕ_i subi par l'onde monochromatique après un aller-retour dans un bras de longueur L_i est donné par :

$$\phi_i = \frac{4.\pi.f}{c}.L_i \quad (2.3)$$

où c correspond à la vitesse de la lumière dans le vide et f la fréquence d'oscillation du rayonnement. Nous appellerons respectivement r_1 et r_2 les coefficients de réflexion en champ des miroirs M_1 et M_2 . De même, r_s et t_s désignent les coefficients de réflexion et de transmission en champ de la séparatrice S .

L'expression du champ réfléchi par le système M_1 , M_2 et S (figure II.5) est alors donnée par :

$$E_r = \left[r_1.t_s^2.e^{j.\phi_1} + r_2.r_s^2.e^{j.\phi_2} \right].E_i \quad (2.4)$$

Le premier membre de la somme désigne le champ sur la voie commune provenant du bras de l'interféromètre de longueur L_1 alors que le deuxième membre de la somme correspond à la partie du faisceau qui a voyagé sur le bras de longueur L_2 .

t_s et r_s sont liés par la relation $t_s^2 = 1 - r_s^2$. Les miroir M_1 et M_2 sont considérés parfaitement réfléchissants sur la bande spectrale étudiée soit $r_1=r_2=1$. Le coefficient de réflexion en champ r_k de l'interféromètre (figure II.5) s'écrit alors :

$$r_k = \frac{E_r}{E_i} = (1 - r_s^2).e^{j.\phi_1} + r_s^2.e^{j.\phi_2} \quad (2.5)$$

En intensité, ce même coefficient s'écrit :

$$R_k = \left| \frac{E_r}{E_i} \right|^2 = (1 - r_s^2) + 2 \cdot r_s^2 \cdot (1 - r_s^2) \cdot \cos \Delta\phi \quad \text{avec} \quad \Delta\phi = \phi_1 - \phi_2 = \frac{4 \cdot \pi \cdot f}{c} \cdot (L_1 - L_2) \quad (2.6)$$

Dans la cas ou $r_s^2 = 0,5$, R_k devient :

$$\begin{aligned} R_k &= \cos^2 \frac{\Delta\phi}{2} \\ &= \cos^2 \left[\frac{2 \cdot \pi \cdot f}{c} \cdot (L_1 - L_2) \right] \end{aligned} \quad (2.7)$$

On obtient la réponse spectrale bien connue de l'interféromètre de Michelson de type sinusoïdal dépendant de la différence de marche entre les deux bras ($\Delta L = L_1 - L_2$) du Michelson et de la fréquence f du rayonnement incident. La période de R_k , $\Delta f = \frac{c}{2 \cdot \Delta L}$, est inversement proportionnelle à la différence de marche ΔL entre les deux bras de l'interféromètre de Michelson.

I.2.2. Réponse spectrale de la cavité interféromètre

La réponse spectrale de la cavité peut être déterminée en considérant un résonateur de Fabry-Pérot dont le miroir de fond de cavité est remplacé par l'interféromètre de Michelson dont la réflectivité R_k vient d'être calculée (figure II.6). Ce sont les maxima de cette réponse spectrale qui fixent les fréquences de résonance de la cavité interféromètre.

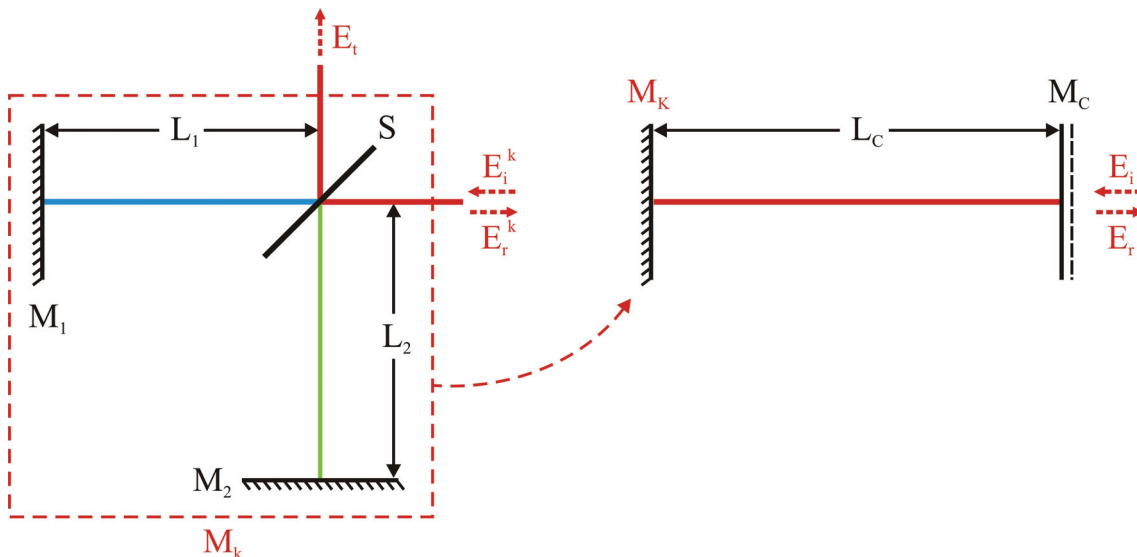


Figure II.6 : Cavité interféromètre dont le miroir de fond de cavité M_k est un interféromètre de Michelson

La réponse spectrale, bien connue, d'un résonateur de Fabry-Pérot est donnée par :

$$H(f) = \left| \frac{1}{1 - r_C \cdot r_k \cdot e^{j\phi}} \right|^2 \cdot \frac{1}{H_{\max}} \quad (2.8)$$

Où r_C et r_k désignent respectivement les coefficients de réflexion en champ du coupleur de sortie M_C et de l'interféromètre de Michelson. ϕ est le déphasage dû à un aller-retour dans la cavité Fabry-Pérot :

$$\phi = \frac{4 \cdot \pi \cdot f}{c} \cdot L_C \quad (2.9)$$

H_{\max} désigne la valeur maximale de la fonction $H(f) = \left| \frac{1}{1 - r_C \cdot r_k \cdot e^{j\phi}} \right|^2$.

Avec :

$$r_k = \frac{1}{2} (e^{j\phi_1} + e^{j\phi_2}) \quad (2.10)$$

$$H_{\max} = \frac{1}{(1 - r_C)^2} \text{ et } H(f) = \left| \frac{1}{1 - \frac{r_C}{2} \cdot (e^{j\phi_1} + e^{j\phi_2}) \cdot e^{j\phi}} \right|^2 \cdot (1 - r_C)^2 \quad (2.11)$$

$$H(f) = \frac{(1 - r_C)^2}{1 + \frac{r_C^2}{2} - 2 \cdot r_C \cdot \cos\left(\frac{\phi_1 + \phi_2 + 2 \cdot \phi}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{\phi_1 - \phi_2}{2}\right) + \frac{r_C^2}{2} \cdot \cos(\phi_1 - \phi_2)} \quad (2.12)$$

La figure II.7 est la représentation de l'évolution de cette réponse spectrale tracée pour plusieurs différences de marche ΔL entre les deux bras de l'interféromètre. Ces valeurs des ΔL choisies pour ce calcul sont de 5, 10, 15 et 20mm autour d'une longueur de bras de 50cm et pour ce tracé le coefficient de réflexion du coupleur de sortie vaut $r_C=0,9$.

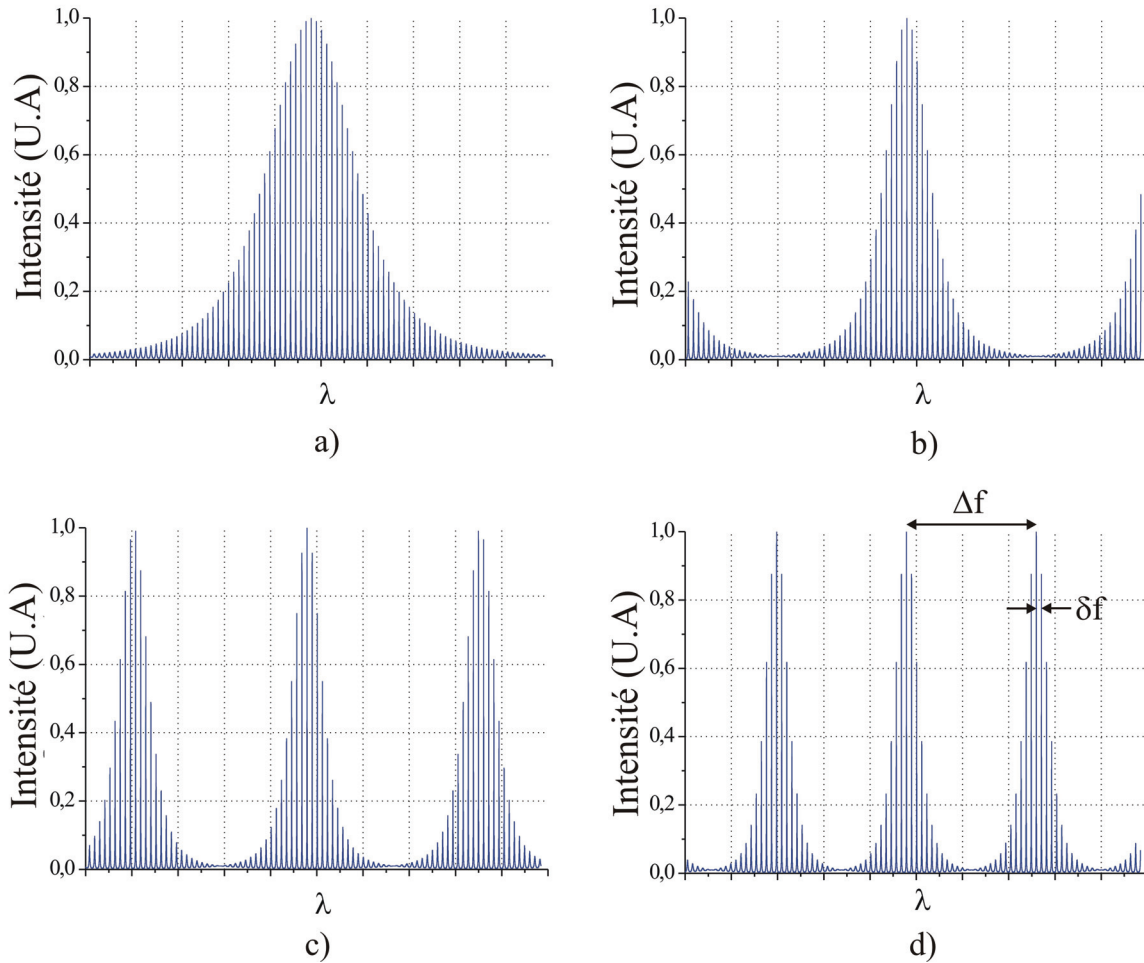


Figure II.7 : Réponse spectrale en transmission de la cavité interférométrique de Michelson calculée pour quatre différences de marche ΔL entre les deux bras : a) $\Delta L=5\text{mm}$, b) $\Delta L=10\text{mm}$, c) $\Delta L=15\text{mm}$ et d) $\Delta L=20\text{mm}$

Les résultats obtenus conformes aux prévisions font apparaître un peigne de fréquences de résonance de période δf dont l'enveloppe est modulée avec une fréquence Δf . En considérant que la différence de marche entre les deux bras est très petite devant les longueurs respectives des deux cavités $L_1 + L_C$ et $L_2 + L_C$, il en résulte :

$$\Delta f = \frac{c}{2.\Delta L} = \frac{c}{2.|L_1 - L_2|} \quad \text{et} \quad \delta f = \frac{c}{2.L_{\text{eff}}} \quad \text{avec} \quad L_{\text{eff}} = \frac{L_1 + L_2}{2} + L_C \quad (2.13)$$

La longueur effective de la cavité L_{eff} correspond à la longueur moyenne des cavités couplées. Cette grandeur est réciproque de l'intervalle spectral libre δf du résonateur. On peut noter que dans le cas d'un laser interféromètre, une infime variation de la différence de chemin optique (de l'ordre de $\lambda/2$) va avoir pour conséquence le glissement de l'ordre de Δf du peigne de fréquences. Ainsi, dans une situation expérimentale, l'influence des perturbations extérieures sur les fibres (thermiques par exemple) de la cavité va avoir

tendance à faire dériver continûment le spectre dans la bande de gain du milieu amplificateur. Nous allons à présent mettre en évidence les conséquences de cette dérive sur la stabilité du laser et exposer d'autres facteurs pouvant influencer sur l'efficacité du processus de combinaison. Dans la suite du manuscrit, nous raisonnerons uniquement sur l'enveloppe du spectre de fréquences temporelles. Les modes longitudinaux présents à l'intérieur n'apparaîtront plus sur les représentations graphiques.

I.3. PARAMETRES AGISSANT SUR L'EFFICACITE DE COMBINAISON

La conservation d'une efficacité de combinaison optimale en sortie de cavité se heurte au caractère interférométrique du laser. Plusieurs paramètres ont une incidence sur l'efficacité du processus de combinaison. Dans cette partie, nous en traiterons quatre :

- la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre,
- l'augmentation du nombre de bras,
- le déséquilibre en puissance entre les différents amplificateurs élémentaires,
- l'état de polarisation des faisceaux amplifiés en parallèle.

I.3.1. Influence de la différence de marche ΔL

Les chemins optiques dans les fibres sont très sensibles aux perturbations extérieures telles que les changements de pression ou de température. Ce phénomène a une conséquence importante sur le spectre d'émission du laser. Sans précaution particulière, il peut engendrer des fluctuations de puissance en sortie du laser. Une étude expérimentale effectuée par D. Sabourdy au cours de sa thèse [SAB. 03a] a montré comment la différence de marche impacte sur la stabilité en puissance du laser interféromètre. Il a relevé les niveaux de fluctuation de la puissance en fonction de ΔL en sortie d'un laser à fibre dopée erbium, de type Mach-Zehnder (figure II.8).

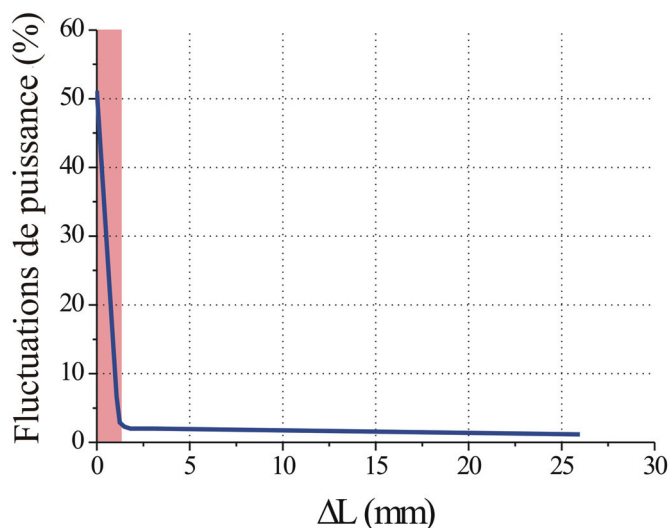


Figure II.8 : Evolution des fluctuations en puissance en fonction de ΔL

La zone en rouge correspond à des différences de chemin optique pour lesquelles les variations de puissance sont importantes. Cela s'explique en observant l'évolution des modulations dans le spectre d'émission au cours du temps. Sur la figure II.9 sont tracées de façon schématique des densités spectrales de puissance plausibles $E(f)$ par exemple à deux instants différents avec dans un cas un interféromètre pratiquement au contact optique (b et d) et dans l'autre cas une forte différence de marche comparée à la longueur de corrélation du rayonnement (a et c). Lorsque la différence de marche est importante, les modulations spectrales sont très serrées à l'intérieur de la bande de gain ; elles y sont donc nombreuses et le décalage spectral induit par les perturbations extérieures n'a pas d'incidence sur la stabilité du niveau de puissance émise. A l'inverse, pour une différence de marche petite pour laquelle il ne reste qu'une, deux ou trois modulations dans la bande de gain, leur décalage dans cette bande change considérablement le nombre et l'amplitude des modes longitudinaux excités et donc la puissance en sortie du laser. Celle-ci devient alors plus instable. La figure II.8 montre que la puissance de sortie devient indépendante des conditions environnementales dès que ΔL est supérieure à deux fois la longueur de corrélation du rayonnement qui est inversement proportionnelle à la largeur de la bande d'émission. Dans le cas expérimental cité, des réseaux de Bragg limitent la bande d'émission du laser à une fraction de nanomètre conduisant à une longueur de corrélation de l'ordre du millimètre.

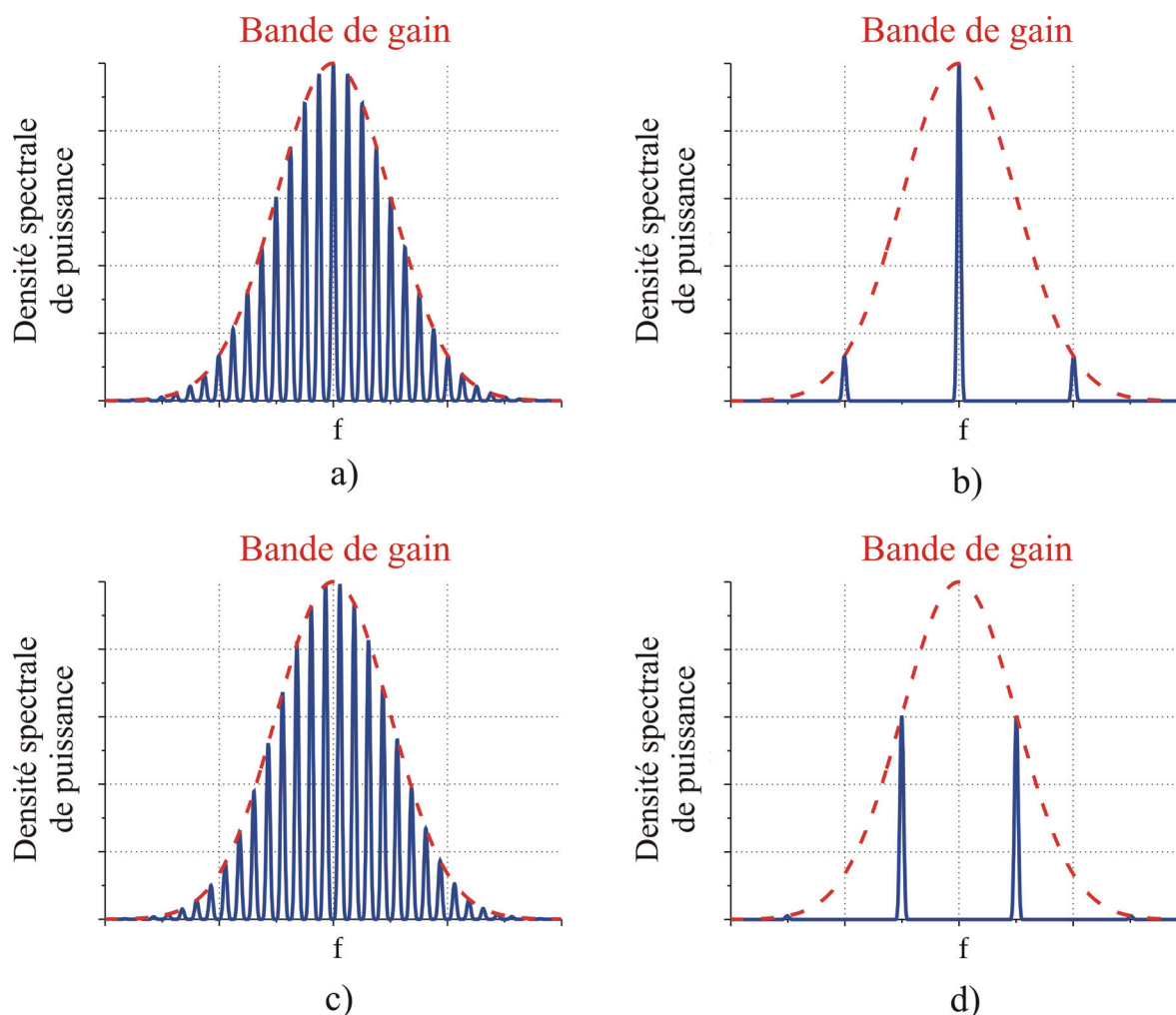


Figure II.9 : Représentations des modulations spectrales en sortie de cavité :

a) et c) : pour une grande différence de marche

b) et d) : pour une très faible différence de marche

I.3.2. Conséquences de l'augmentation du nombre de sources élémentaires sur le spectre de fréquences temporelles

Pour mieux comprendre les conséquences de l'augmentation du nombre de bras au sein de la cavité interféromètre, nous comparons la réponse spectrale d'un interféromètre à deux ondes (figure II.10) avec celle d'un interféromètre à dix ondes. Les miroirs placés sur les bras de l'interféromètre ont des coefficients de réflexion égaux à 1 et les bras sont supposés sans milieu amplificateur.

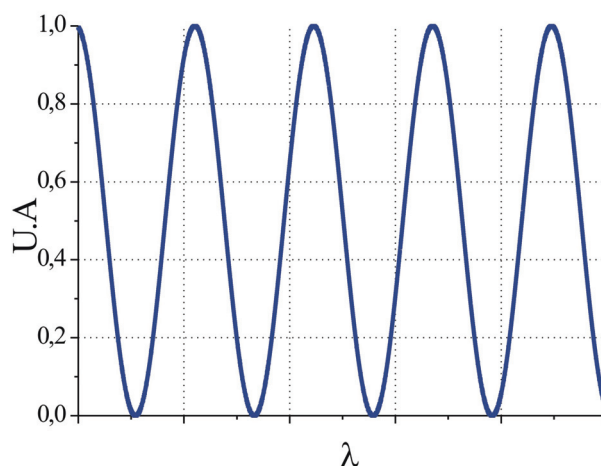


Figure II.10 : Réponse spectrale d'un interféromètre à 2 ondes

La réponse spectrale de l'interféromètre à N ondes (figure II.11) est donnée par la relation suivante :

$$R_{k,N} = \left| \frac{E_r}{E_i} \right|^2 = \frac{1}{N^2} \cdot \left| \sum_{i=1}^N e^{j \frac{4\pi \cdot f \cdot L_i}{c}} \right|^2 \quad (2.14)$$

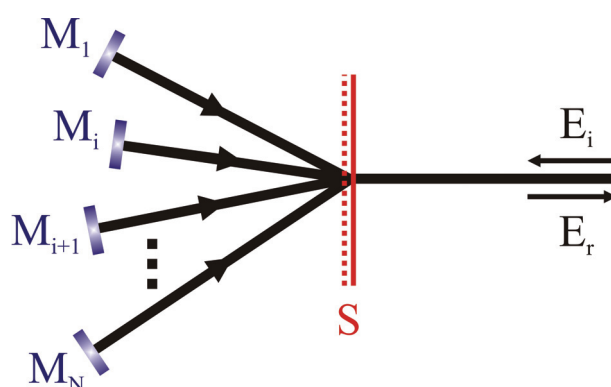


Figure II.11 : Schéma d'un interféromètre à N ondes

La figure II.12 est obtenue dans le cas particulier où les différences de chemin optique entre les différents bras sont multiples les uns des autres, la plus petite différence de chemin optique ΔL étant la même que pour le tracé de la réponse spectrale d'un interféromètre à 2 ondes (figure II.10).

La figure II.12 met en évidence l'existence de maxima pour lesquels toutes les ondes sont en phase. Pour des différences de longueurs de bras multiples les uns des autres, la position et le nombre de ces maxima sont conservés quelque soit le nombre d'ondes qui interfèrent.

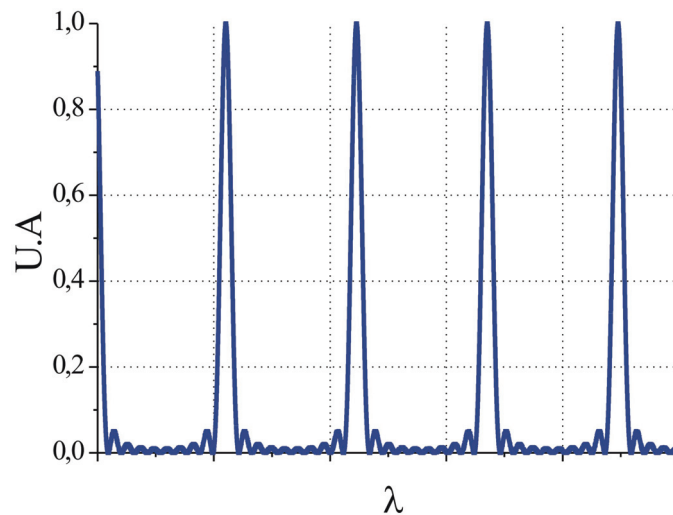


Figure II.12 : Réponse spectrale d'un interféromètre à 10 ondes dont les différences de marche entre les bras sont des multiples les unes des autres

Dans l'idéal, il est donc possible de combiner un nombre illimité de sources amplificatrices par une méthode interférométrique avec une efficacité de combinaison maximale. Le laser composite oscille sur les fréquences de résonance à pertes minimales de la cavité composite correspondant aux maxima de la réponse spectrale. En configuration massive, il existe des dispositifs destinés à imposer cette différence de marche régulière [ECK. 06]. Pour les systèmes entièrement fibrés, il est difficile voire impossible, sans l'aide d'un asservissement contrôlé électroniquement, d'ajuster et maintenir les longueurs de chaque bras à la fraction de longueur d'onde près. La conséquence directe est la raréfaction des coïncidences spectrales à l'intérieur de la bande d'émission du laser. Comme nous l'avons vu précédemment, pour une combinaison exclusivement passive, il vaut alors mieux s'écarter franchement de la différence de marche nulle pour éviter des fluctuations temporelles de puissance importantes en sortie du laser interféromètre. Pour un grand nombre de bras amplificateurs en parallèle, il se peut qu'aucune coïncidence des modes longitudinaux des lasers élémentaires n'existe dans la bande d'émission. La réponse spectrale de l'interféromètre ne prend alors pas la valeur unité sur la bande spectrale considérée (figure II.13). Le laser oscille cependant sur les maxima de cette réponse spectrale et l'efficacité de combinaison en est dégradée.

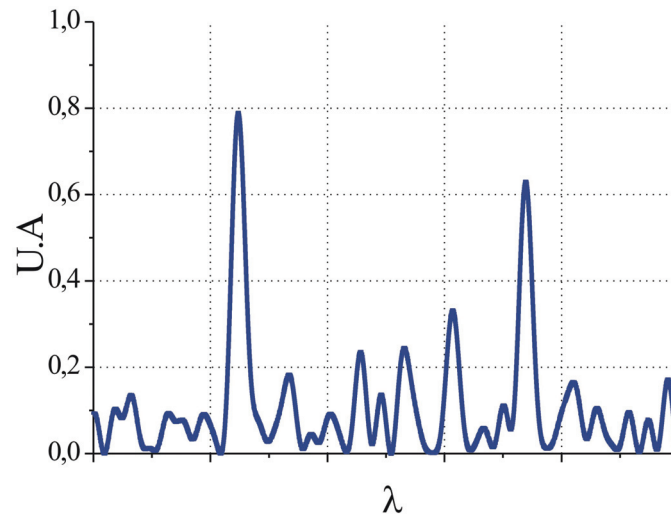


Figure II.13 : Réponse spectrale d'un interféromètre à 10 ondes dont les différences de marche entre les bras sont quelconques

Une étude plus poussée de l'évolution de l'efficacité de combinaison en fonction du nombre de source élémentaires au sein d'un système auto-organisé sera réalisée dans le prochain chapitre.

I.3.3. Influence du déséquilibre en puissance entre deux amplificateurs élémentaires

La nature interférométrique de la cavité laser induit des pertes différentielles périodiques liées aux modulations spectrales présentes dans la bande de gain. Nous avons vu dans le principe que seules les fréquences présentant des pertes minimales sont autorisées à osciller dans la cavité. Par conséquent, le spectre du rayonnement collecté en sortie de cavité est le même que celui issu de la sortie dite à pertes. La proportion de puissance utile (sortie principale) est liée à la fois à la surtension de la cavité imposée par le coupleur de sortie (l'augmentation de la surtension de la cavité accroît la puissance intra-cavité et donc la puissance en sortie de la séparatrice, alors que la puissance émise par le laser aura tendance à diminuer) mais aussi à la profondeur de modulation de la réponse spectrale du laser interféromètre. Ce dernier facteur est entre autre influencé par le déséquilibre en puissance entre chacun des amplificateurs élémentaires. Les milieux amplificateurs sur les voies 1 et 2 de l'interféromètre présentent des gains différents et les intensités I_1 et I_2 des faisceaux sur ces voies sont liées par le coefficient de proportionnalité K avec $I_2 = K.I_1$. On définit TC comme le rapport entre I_C (intensité sur le bras commun) et $I_1 + I_2$ [SAB. 03b] soit :

$$T_C = \frac{I_C}{I_1 + I_2} = \frac{I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos \Delta\phi}{I_1 + I_2} = \frac{1}{2} + \frac{\sqrt{K} \cdot \cos \Delta\phi}{1 + K} \quad (2.15)$$

La comparaison entre l'intensité sur la voie à fuite et la somme des intensités sur chacune des voies est donnée par :

$$T_S = \frac{I_1 + I_2 - 2 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos \Delta\phi}{I_1 + I_2} = \frac{1}{2} - \frac{\sqrt{K} \cdot \cos \Delta\phi}{1 + K} \quad (2.16)$$

Les figures II.14 a) et b) montrent les évolutions de T_C et T_S en fonction de la fréquence du rayonnement. En supposant que les fréquences oscillantes correspondent aux maxima de T_C , l'intensité I_{Cmax} sur la voie commune du laser Michelson est limitée à $\frac{1}{2} \cdot (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2$. La puissance globale étant répartie sur les deux voies (voie à fuite et voie commune), il existe des pertes sur la voie dite à fuite (I_S sur la figure II.14 d). En résumé, les minima non nuls de T_C liés à la différence de gain ou perte entre les deux bras du résonateur interféromètre induisent des pertes qui font chuter l'efficacité de combinaison.

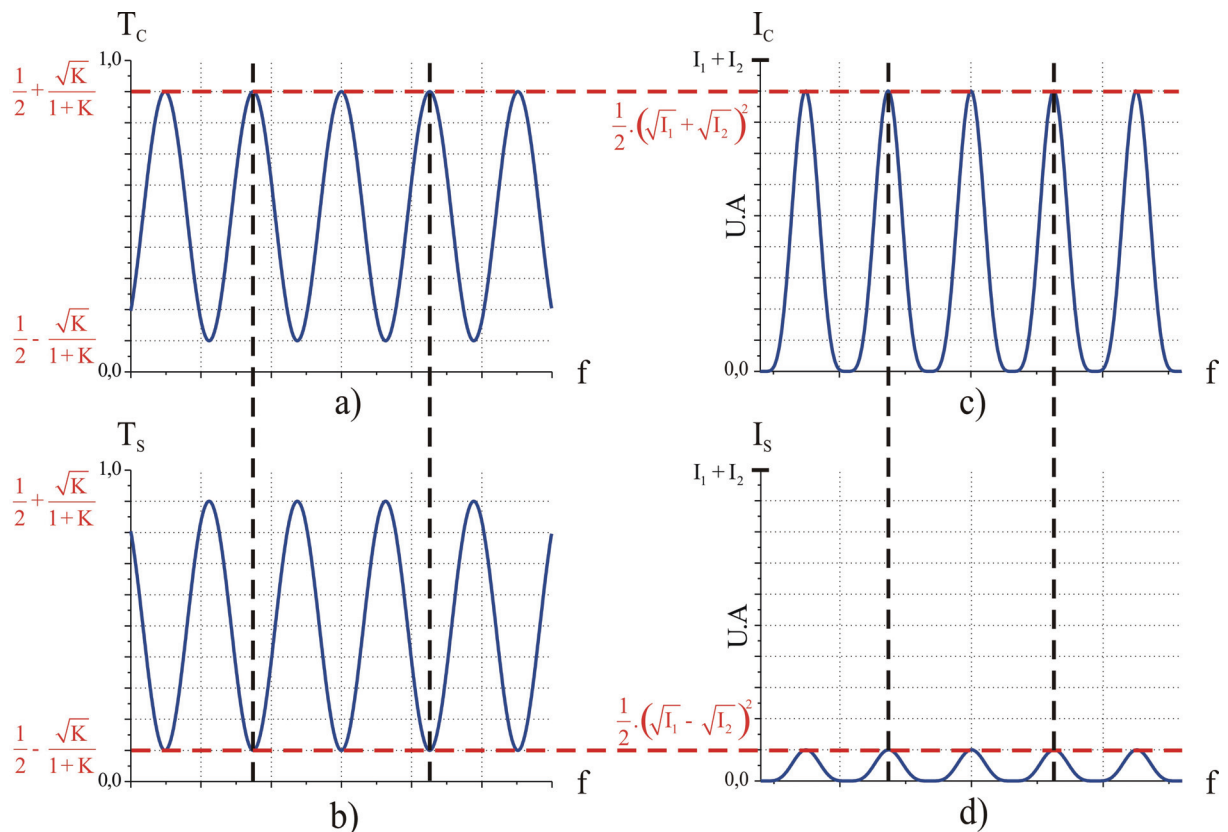


Figure II.14 : Evaluation de la répartition d'énergie sur les deux voies de la séparatrice S

La figure II.15 illustre l'évolution de T_C qui est équivalent à l'efficacité de combinaison, en fonction du déséquilibre en intensité des deux bras de l'interféromètre. L'efficacité de combinaison η est définie par la relation (2.1).

Selon l'expression (2.15), l'efficacité de combinaison ne peut pas être inférieure à 50% quelque soit K .

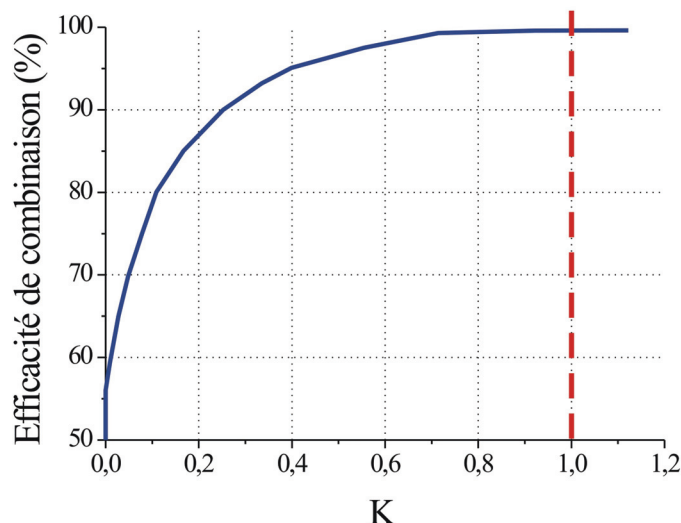


Figure II.15 : Efficacité de combinaison théorique en fonction du déséquilibre en intensité entre les deux bras de l'interféromètre ($I_2=K.I_1$)

Ce graphique montre bien que l'efficacité de combinaison se dégrade rapidement en cas de fort déséquilibre en puissance entre les deux amplificateurs élémentaires. Malgré tout, si les proportions restent raisonnables, le fonctionnement du laser interféromètre est très peu perturbé. Par exemple, dans le cas où l'un des bras apporte deux fois plus de puissance que l'autre, l'efficacité de combinaison ne baisse théoriquement que de 3%. Ce comportement est dû à la nature interférométrique du dispositif qui réalise une somme des champs et non une somme des puissances transportées par les voies amplificatrices.

I.3.4. Influence de l'état de polarisation des sources élémentaires

Le principe de la combinaison cohérente par voie interférométrique requiert l'ajustement des états de polarisation des lasers à combiner en plus d'une amplitude équivalente. Ceci est réalisé jusqu'alors grâce à un ou plusieurs contrôleurs de polarisation de type boucles de Lefèvre [ULR. 80] insérés dans la cavité laser dans le but d'optimiser l'efficacité de combinaison entre les sources élémentaires. D. Sabourdy a démontré au cours

de sa thèse une efficacité de combinaison de 99% entre deux sources fibrées identiques dopées erbium pompées à 980 nm et fonctionnant en régime d'émission continue à faible niveau de puissance (quelques dizaines de mW). La configuration interférométrique de Mach-Zehnder déjà décrite précédemment est illustrée figure II.16. Des résultats équivalents ont pu être obtenus en configuration Michelson.

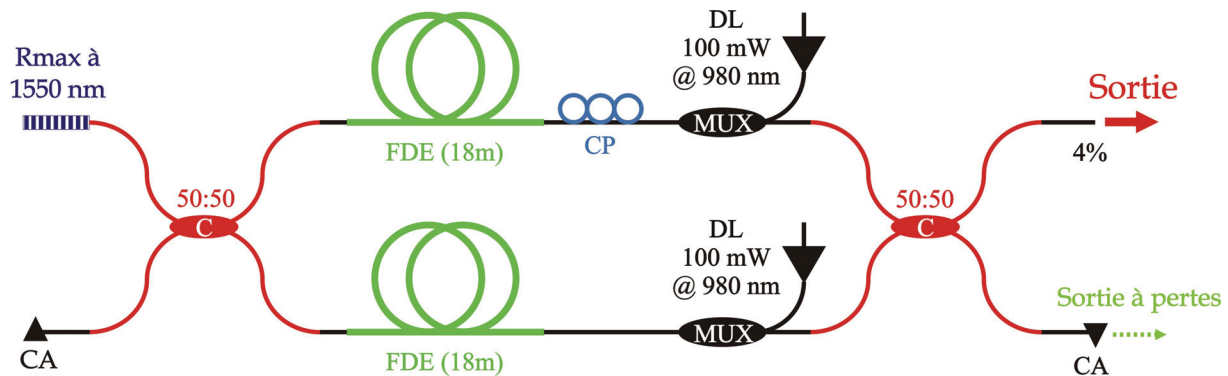


Figure II.16 : Schéma expérimental du laser à fibre en configuration Mach-Zehnder, C : Coupleur, FDE : Fibre dopée Erbium, CP : Contrôleur de polarisation, CA : Clive en angle, DL : Diode laser, MUX : Multiplexeur

Les deux sources élémentaires dont les caractéristiques énergétiques sont tracées figure II.17 délivrent chacune 40mW pour une puissance de pompage nominale de 100mW. Après avoir inséré ces deux sources élémentaires au sein de la cavité interféromètre, les courbes de rendement laser sont relevées et tracées sur le graphique II.17, aussi bien pour la sortie principale que pour la sortie à pertes. Pour une puissance de pompage totale de 200mW soit 100mW pour chaque bras du laser, une puissance laser de 79mW a été mesurée sur la sortie principale pour seulement moins de 0,5mW sur la voie dite à pertes. Il apparaît clairement au vu de ces résultats que les deux lasers fibrés sont combinés de façon très efficace avec un taux de combinaison de 99% dû à un contraste d'interférences maximum. On peut remarquer sur la figure II.17 que le seuil en configuration interféromètre est le double de celui d'un laser élémentaire en raison de la présence de deux amplificateurs en parallèle.

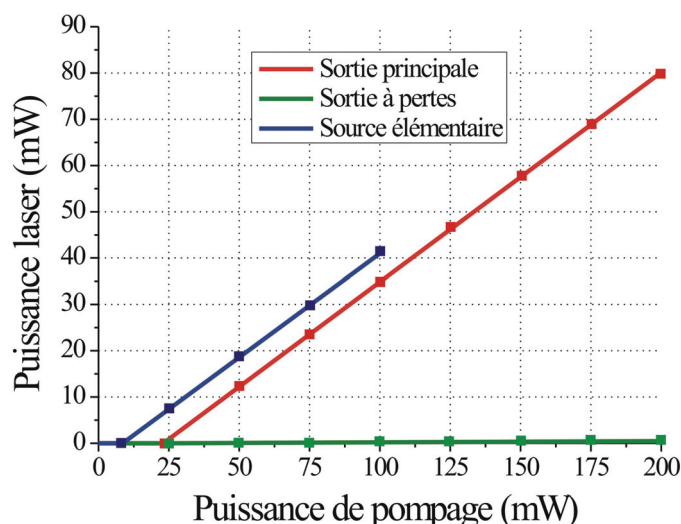


Figure II.17 : Puissance délivrée par une source élémentaire et par les sorties du laser interféromètre

Dans notre cas de figure, l'objectif était de démontrer que l'on peut s'affranchir de l'étape d'ajustement des états de polarisation. Nous avons pour cela réalisé la combinaison cohérente de deux lasers dont les composants fibrés ainsi que les fibres amplificatrices sont à maintien de polarisation de type PANDA. Les deux amplificateurs sont dopés erbium et pompés par des diodes lasers de 200mW émettant à 1480nm. L'efficacité du processus de combinaison sera comparée avec celle obtenue antérieurement avec des fibres monomodes standard.

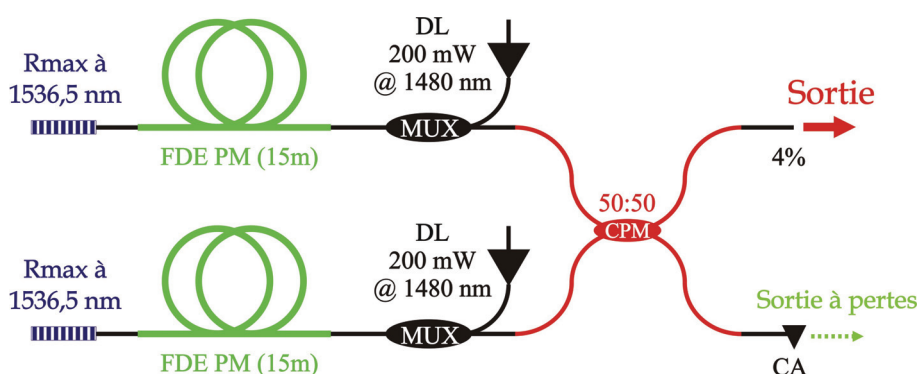


Figure II.18 : Schéma expérimental du laser à fibre à maintien de polarisation en configuration Michelson, FDE PM : Fibre dopée erbium à maintien de polarisation, CPM : Coupleur PM, CP : Contrôleur de polarisation, CA : Clive en angle, DL : Diode laser, MUX : Multiplexeur PM

La configuration Michelson du montage expérimental illustrée figure II.18 a été choisie afin de n'utiliser qu'un seul coupleur 50:50 à maintien de polarisation dans la cavité, ce coupleur étant l'élément discriminant en polarisation. Ce composant fonctionne en séparatrice 50:50 uniquement si la lumière le traverse dans une direction parallèle à son axe lent. Dans

tous les autres cas, les faisceaux qui interfèrent sur la voie commune et sur la voie à fuite ont des poids différents ce qui diminue le contraste des interférences spectrales et par la même occasion entraîne des pertes additionnelles au sein de la cavité interféromètre. Le laser s'auto-organise pour minimiser ces pertes et privilégie l'émission d'un rayonnement polarisé rectilignement (figure II.19). L'état de polarisation en sortie du laser a été caractérisé en faisant tourner un polariseur dans son plan et en relevant la puissance issue de ce polariseur en fonction de l'angle de rotation du polariseur (figure II.19).

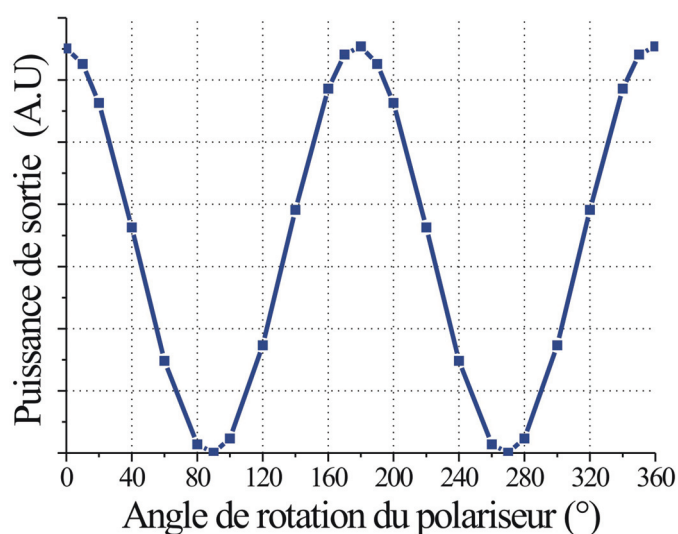


Figure II.19 : Evolution de la puissance de sortie en fonction de l'orientation du polariseur

Les évolutions des niveaux de puissance relevés expérimentalement sont tracées figure II.20. Nous pouvons remarquer que, comme lors de l'utilisation de composants standard, le niveau total recueilli d'environ 195mW (somme entre la puissance sur la sortie principale et sur celle à pertes) est cohérent avec les niveaux obtenus avec les deux cavités élémentaires (2 x 98mW). De plus, l'efficacité de combinaison obtenue dans cette configuration est excellente. La sortie principale du laser interféromètre à maintien de polarisation porte 98% de la puissance totale issues des deux amplificateurs élémentaires. Il est important de noter l'excellente stabilité du signal de sortie.

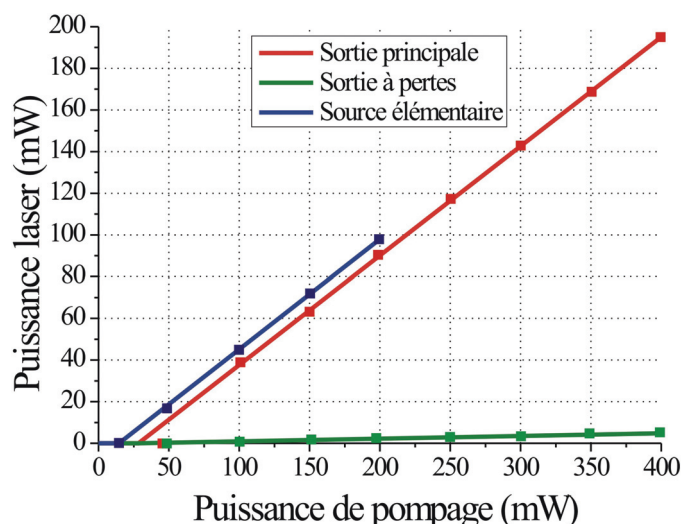


Figure II.20 : Puissance délivrée par une source élémentaire à maintien de polarisation et par les sorties du laser interféromètre correspondant

Pour conclure, les performances obtenues dans une configuration interférométrique entièrement à maintien de polarisation sont comparables à celles déjà démontrées par D. Sabourdy dans une architecture basée sur des composants standard. La mise en œuvre de composants PM permet principalement de s'affranchir de la présence des contrôleurs de polarisation placés sur chaque bras de l'interféromètre. Dans le cas d'une cavité arborescente possédant un grand nombre de bras (>10), la présence de ce type de contrôleur devient lourde d'utilisation, le dispositif tout entier se montrant très délicat à optimiser.

Il est toutefois nécessaire d'introduire un élément polarisant intra-cavité de façon à fixer un état de polarisation particulier sur un des axes neutres des fibres PM utilisées. Dans cette expérience, c'est le coupleur qui joue ce rôle à cause de la sensibilité à la polarisation de son taux de partage. Un polariseur dans une partie quelconque du laser interféromètre aurait pu également favoriser ce fonctionnement.

II. LE LASER INTERFEROMETRE EN REGIME DE FONCTIONNEMENT DECLENCHE

Les premières réalisations de lasers à fibre fonctionnant en régime déclenché datent du milieu des années 80 [MEA. 86]. De nombreuses investigations au début des années 90 ont aidé à mieux comprendre ce régime de fonctionnement impulsionnel dans les fibres amplificatrices. Mon travail a consisté à démontrer la compatibilité du régime déclenché avec le processus de combinaison cohérente. L'étude de ce régime de fonctionnement qui permet d'engendrer des impulsions d'une durée allant typiquement de la nanoseconde à la microseconde selon les conditions de fonctionnement, peut apporter des informations sur la dynamique de construction du processus de combinaison cohérente.

Dans cette partie, je commencerai par rappeler le principe de fonctionnement d'un laser déclenché et aborderai l'intérêt d'exploiter une configuration de laser interféromètre pour ce régime de fonctionnement.

Je décrirai ensuite la réalisation de sources fibrées déclenchées, d'abord avec des fibres unimodales à pompage par le cœur, puis avec des fibres unimodales à double gaine. Les objectifs sont d'abord de mettre en évidence la dynamique comportementale d'une source déclenchée puis de présenter quelques réalisations. Les résultats expérimentaux détailleront tout d'abord les principales caractéristiques d'une source élémentaire déclenchée. Après duplication et mise en cohérence de ces sources, je comparerai les caractéristiques du signal issu d'une source élémentaire à celui généré par la cavité interféromètre.

II.1. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU REGIME DECLENCHE

Les sources lasers déclenchées sont aussi appelées Q-Switch pour exprimer la commutation rapide du facteur de qualité Q de la cavité. Ce régime de fonctionnement permet d'obtenir une succession périodique d'impulsions courtes (quelques ns à quelques μ s de durée) et intenses. Chacune de ces périodes peut être décomposée en deux phases successives, l'une de pompage, et l'autre d'émission. C'est au cours de la première que l'énergie apportée est stockée dans la cavité laser, alors que la seconde voit la construction puis l'émission de l'impulsion. Cette alternance de phases de stockage et d'émission est obtenue par modulation des pertes intra-cavité.

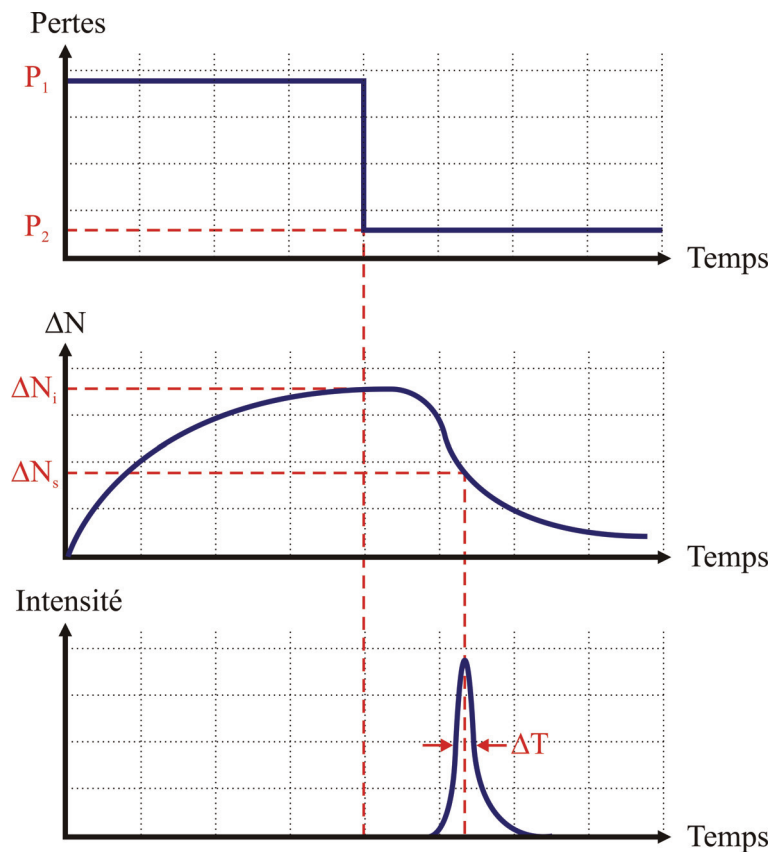


Figure II.21 : Diagramme temporel décrivant le fonctionnement du régime déclenché

En effet, des pertes sont volontairement introduites dans la cavité de façon à augmenter l'inversion de population ΔN artificiellement bien au-delà du seuil laser de la cavité sans perte sous l'effet du pompage. Lorsque ΔN atteint un état stationnaire correspondant à l'inversion de population maximale susceptible d'être atteinte (ΔN_i), on diminue brusquement les pertes de la cavité (figure II.21). L'intensité laser augmente alors très rapidement jusqu'à sa valeur maximale pour $\Delta N = \Delta N_s$. ΔN_s est à ce moment très supérieure à l'inversion de population correspondant au seuil d'oscillation laser. L'impulsion laser ainsi créée dépeuple le niveau supérieur de la transition laser et ΔN diminue jusqu'à ce que le gain disponible soit inférieur au niveau de pertes P_2 , ce qui met fin à l'impulsion. Une grande partie de l'énergie accumulée lors du pompage se libérant brusquement, ce régime de fonctionnement se caractérise principalement par l'émission d'impulsions courtes dont la durée est directement liée à certaines caractéristiques du laser.

La durée des impulsions ΔT peut être évaluée en modélisant un laser à fibre en régime de fonctionnement déclenché par un système d'équations couplées qui décrivent les évolutions de l'inversion de population et des champs dans la cavité au cours du temps [HUO. 04]. Le type de milieu amplificateur utilisé ainsi que la géométrie de la cavité (linéaire,

annulaire, position des composants) vont fixer les conditions initiales et aux limites du système d'équations considéré. Afin de simplifier les solutions analytiques extraites de ces équations numériques, plusieurs approximations sont nécessaires (commutation rapide du modulateur, chaque élément de la cavité considéré comme un composant discret...). L'expression de ΔT peut alors être définie de la façon suivante [GAE. 87] :

$$\Delta T = \frac{r_N \cdot \Gamma(r_N)}{r_N - 1 - \ln(r_N)} \cdot \frac{T}{\delta} \quad (2.17)$$

où r_N est le taux d'inversion de population ou encore le rapport de la puissance de pompage sur celle au seuil laser, $T = \frac{2 \cdot L \cdot n}{c}$ (L longueur de cavité, n indice de réfraction du milieu parcouru, c célérité de la lumière dans le vide) est le temps d'aller-retour du signal dans la cavité, δ représente les pertes intra-cavité comprenant celles liées à la transmittance du coupleur de sortie, et Γ correspond à l'efficacité du transfert d'énergie stockée vers l'impulsion pendant le temps d'ouverture de la cavité. Nous pouvons extraire de cette expression une tendance concernant les paramètres qui vont influencer en priorité sur ΔT . Ainsi, il en ressort que la durée de l'impulsion produite dépend en grande partie de la longueur de la cavité laser. En première approximation, ΔT est proportionnelle au temps de vie du photon dans la cavité. Nous pouvons donc diminuer la durée des impulsions en utilisant une cavité courte. Néanmoins, cette durée est aussi fortement dépendante des pertes intra-cavité. La présence de pertes additionnelles raccourcit l'impulsion, évidemment au détriment de la puissance crête et de l'énergie par impulsion, ce qui va à l'encontre du but généralement visé. De plus, pour de faibles pertes, la durée de vie des photons dans la cavité est très grande, et pour de fortes pertes, le laser évolue proche de son seuil. Par conséquent, la durée de l'impulsion est allongée dans ces deux cas.

Le dispositif permettant de moduler les pertes est soit actif (modulateur acousto-optique ou électro-optique par exemple), soit passif (absorbant saturable). Dans le cas de la modulation passive, la cadence Δf d'un laser déclenché de longueur donnée est fixée par le temps que met le niveau supérieur de la transition laser à se repeupler après l'émission d'une impulsion. En d'autres termes, elle est déterminée par le temps que met l'inversion de population à se reconstruire, jusqu'à atteindre la valeur seuil pour laquelle l'impulsion est créée. Cette période de stockage de l'énergie, sans effet laser, est beaucoup plus longue que la durée de l'impulsion. Pour obtenir une cadence élevée, il faut donc utiliser un matériau présentant une section efficace d'absorption importante et optimiser le pompage du laser. On

peut en effet considérer que contrairement à ΔT , la fréquence de récurrence des impulsions émises par ce type de laser est directement proportionnelle au niveau de pompage du milieu à gain considéré.

Dans le cas d'une modulation active, la fréquence de répétition des impulsions est fixée par la fréquence de modulation des pertes imposées par le modulateur. A niveau de pompage donné, une augmentation du taux de répétition Δf conduit à une diminution de l'énergie transportée par l'impulsion et à une augmentation de sa durée. C'est ce type de modulation qui a été mis en œuvre dans les expériences que j'ai réalisées et qui sont décrites dans la suite.

L'expression de la puissance crête P_C générée par une impulsion gaussienne dépend directement des paramètres ΔT et Δf décrits précédemment ainsi que de la puissance moyenne du laser P_{moy} [LEI. 07] :

$$P_C = 2 \cdot \frac{P_{\text{moy}}}{\Delta T \cdot \Delta f} \cdot \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \quad (2.18)$$

II.2. LASER INTERFEROMETRE ET REGIME DE FONCTIONNEMENT DECLENCHE

Comme nous venons de le voir lors de la description du principe du régime de fonctionnement déclenché, la durée de l'impulsion géante générée après ouverture de la porte temporelle est en majeure partie imposée par la longueur de la cavité. On rappelle que les lasers interféromètres ont une longueur de cavité équivalente égale à la longueur moyenne de l'ensemble des sous-cavités amplificatrices disposées en parallèle. Il est donc envisageable de déclencher un grand nombre d'amplificateurs au sein du résonateur interféromètre à l'aide d'un modulateur unique placé sur le bras commun du montage en fond de cavité sans augmenter la longueur effective qui est de l'ordre de grandeur de celle d'un laser élémentaire. Dans le cas idéal, le niveau de puissance moyenne émise par la cavité interféromètre est démultiplié par le nombre d'amplificateurs en parallèle tout en conservant une durée d'impulsion identique à celle des impulsions délivrées par un laser élémentaire.

De plus, en régime de fonctionnement déclenché, le bruit d'ASE (Amplified Spontaneous Emission) est un phénomène particulièrement gênant car il est présent pendant toute la phase de pompage contrairement au signal utile. Il contribue donc à limiter l'inversion de population et surtout engendre un bruit difficile à filtrer qui est fortement amplifié dans

l'étage amplificateur d'une configuration MOPA. La géométrie de la cavité interféromètre permet d'extraire deux fois moins d'ASE que dans un laser élémentaire standard de même puissance puisque l'émission laser s'effectue sur la seule voie commune de la cavité alors que l'ASE se distribue sur les deux voies de sortie (voie commune et voie à fuite). A forte puissance, c'est-à-dire en comparant le laser interféromètre à une configuration MOPA, cet écart de niveau de bruit peut devenir plus important.

II.3. RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS EN POMPAGE CŒUR

II.3.1. Etude du laser élémentaire

Dans un premier temps nous avons procédé à la caractérisation d'une source élémentaire pompée par le coeur afin de comparer ses performances avec celles d'un laser interféromètre fonctionnant en régime déclenché. Nous avons choisi de nous placer dans une configuration annulaire (figure II.22). Cette architecture permet de réduire le temps de parcours du signal dans la cavité, et par conséquent la durée des impulsions.

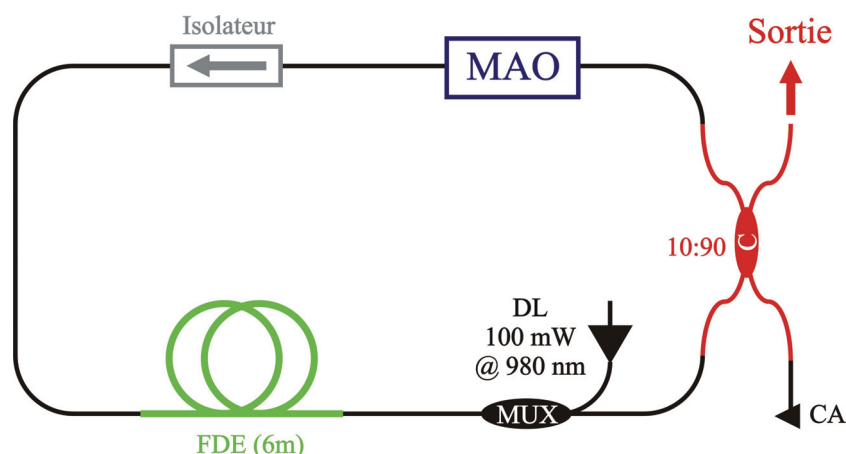


Figure II.22 : Schéma expérimental du laser à fibre élémentaire en régime déclenché. C : Coupleur, FDE : Fibre dopée Erbium, CA : Clive en angle, DL : Diode laser, MUX : Multiplexeur, MAO : Modulateur acousto-optique à dérive de fréquence

Le principe de fonctionnement d'une cavité annulaire est identique à celui d'une configuration classique en ligne de type Fabry-Pérot ; seuls quelques composants diffèrent. Les réseaux de Bragg qui referment la cavité linéaire sont remplacés par un coupleur 90/10 rebouclant la cavité sur elle-même et permettant d'extraire le signal de sortie. La bande spectrale d'émission n'est alors plus limitée que par le gain du laser. Un isolateur est inséré dans la boucle afin de forcer la propagation dans un sens préférentiel, et éviter ainsi l'apparition d'ondes stationnaires dues à une propagation bidirectionnelle. De plus, la

propagation imposée dans un sens unique permet d'éviter que des réflexions parasites ne soient propagées sur plus d'un tour et ne dépeuplent le milieu actif lors de leur amplification. L'efficacité du laser s'en trouve donc améliorée. Le régime de fonctionnement déclenché est obtenu au sein du montage en insérant un modulateur acousto-optique dans la boucle.

Ce type de modulation active est basé sur la diffraction de la lumière sur le réseau de Bragg créé cycliquement dans le composant (figure II.23). En effet, un transducteur piézo-électrique couplé à un matériau photoélastique convertit un signal électrique en une vibration mécanique qui génère une onde acoustique à la fréquence du signal électrique. L'onde acoustique crée des surpressions locales qui se traduisent par des variations périodiques de l'indice de réfraction du milieu. Le réseau périodique d'indice ainsi créé est utilisé pour modifier la direction de propagation du faisceau incident, ainsi dévié sur l'ordre 1 de ce réseau.

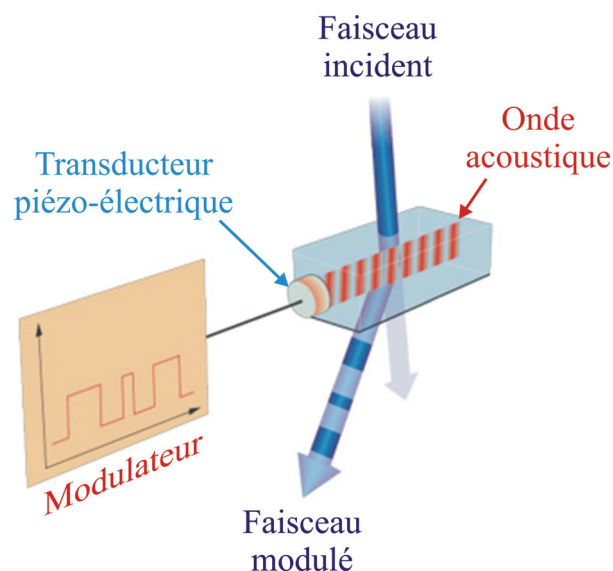


Figure II.23 : Principe de fonctionnement du modulateur acousto-optique (MAO)

Certains modulateurs sont passants sur l'ordre 0, c'est-à-dire que l'onde incidente est transmise uniquement lorsqu'aucun signal RF n'est appliqué. Pour ce type de modulateur, les pertes d'insertion sont faibles, mais les taux d'extinction accessibles restent modérés (15dB). D'autres modulateurs sont passants sur l'ordre 1, c'est-à-dire que l'onde incidente est transmise uniquement lorsqu'un signal RF est appliqué. Dans ce cas, les pertes d'insertion sont plus élevées, mais les taux d'extinction sont bien meilleurs (50dB). Enfin, certains modulateurs disponibles commercialement permettent de sélectionner l'ordre sur lequel on souhaite travailler, en fonction de l'application visée. Pour une utilisation en configuration

intra-cavité, comme dans le cas qui nous concerne, il apparaît préférable d'opter pour un système passant sur l'ordre 1. Cela permet en effet de maximiser le taux d'extinction quand le système est bloquant. Nous pouvons ainsi espérer atteindre un état d'inversion de population plus élevé, l'énergie et la durée des impulsions émises dépendant étroitement du niveau d'inversion de population atteint en fin de période de pompage. Néanmoins, le choix d'un modulateur passant sur l'ordre 1 peut s'avérer pénalisant lors de la mise en cohérence de plusieurs lasers, telle qu'elle est envisagée ultérieurement. Il faut savoir en effet que l'utilisation d'un modulateur sur l'ordre 1 impose un décalage fréquentiel faible entre l'onde incidente et émergente, dépendant de la fréquence RF de pilotage du modulateur. Cette fréquence est typiquement de plusieurs dizaines de MégaHertz. Or, le procédé de combinaison cohérente de plusieurs lasers est basé sur une auto-organisation des modes longitudinaux du laser arborescent et donc de ses fréquences de résonance, en fonction des pertes intra-cavité imposées par son architecture interférométrique. Il peut exister une compétition entre la structuration spectrale du processus de combinaison cohérente et le décalage fréquentiel imposé par le modulateur. Les conséquences et les limites d'utilisation du modulateur fonctionnant sur l'ordre 1 seront présentées dans le paragraphe suivant. Il est à noter que ce décalage fréquentiel n'existe pas dans le cas d'une utilisation de l'ordre 0 du modulateur. Nous avons tout de même choisi de réaliser le laser déclenché avec un modulateur acousto-optique passant sur l'ordre 1 dans la configuration où la fibre dopée est pompée par le cœur. L'avantage de cette technique réside dans le contrôle très précis des paramètres de déclenchement (aussi bien le temps d'ouverture que la récurrence de la porte). Le principal défaut de ce modulateur vient des pertes d'insertion significatives d'environ 3dB. Cependant, le choix son emplacement dans la cavité, après extraction du signal et avant amplification, compense en grande partie les pertes introduites.

Les résultats expérimentaux obtenus dans cette configuration affichent une puissance moyenne maximale de 32mW en sortie pour une puissance de pompage de 100mW. Des impulsions d'une durée proche de 390ns pour une fréquence de récurrence de 10kHz ont été obtenues après optimisation des paramètres d'ouverture de porte temporelle et de fréquence de répétition du modulateur acousto-optique. En effet, il peut parfois apparaître des impulsions de relaxation très gênantes ou encore une forte instabilité du signal dans le cas où les paramètres de modulation ne sont pas adaptés. Les profils temporels relevés sont tracés figure II.24.

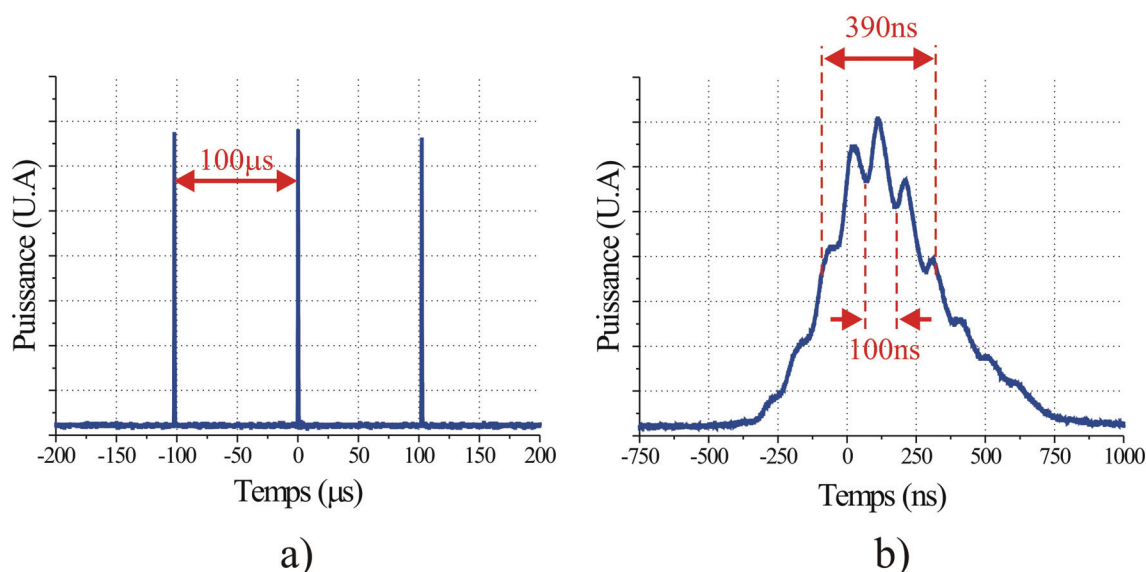


Figure II.24 : a) Train d'impulsions et b) profil correspondant des impulsions émises par le laser élémentaire en anneau

On observe des surmodulations sur le profil des impulsions avec une périodicité correspondant au temps d'aller-retour dans la cavité laser à partir de l'ouverture de la porte temporelle réalisée par le MAO. Ce dernier a un temps de montée (~ 25 ns) inférieur au temps d'aller-retour intra-cavité. Nous vérifions donc par le calcul que la période de ces surmodulations correspond bien à la longueur de cavité L :

$$L = \frac{c}{n} \cdot \Delta t \quad (2.19)$$

avec c la vitesse de la lumière, n l'indice de réfraction de la silice de 1,45 et Δt la période des surmodulations de 100 ns. Nous obtenons une longueur de cavité d'environ 20 m. Ce résultat est cohérent avec la mesure effectuée manuellement. Il serait possible de diminuer encore la longueur de la cavité et par conséquent la durée des impulsions.

II.3.2. Etude du laser interféromètre

Comme nous l'avons évoqué précédemment, c'est en configuration de résonateur de type Mach-Zehnder en anneau que la combinaison cohérente a été étudiée (figure II.25). Son principe de fonctionnement vient d'être décrit dans le paragraphe précédent.

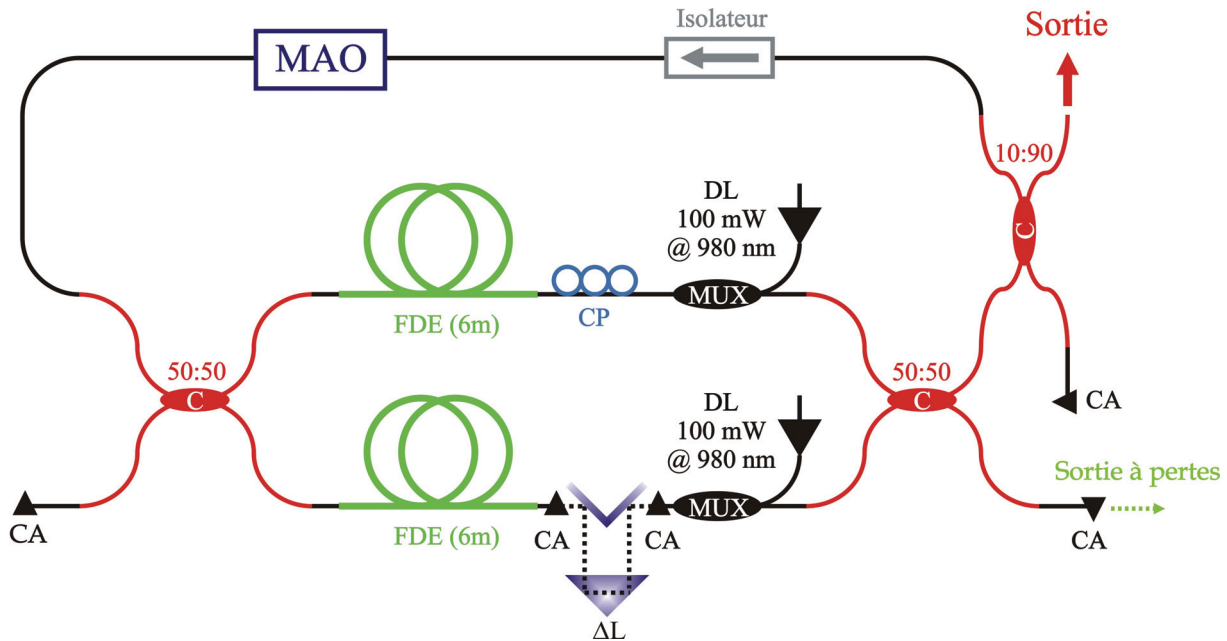


Figure II.25 : Schéma expérimental du laser interféromètre de Mach-Zehnder à fibre en régime de fonctionnement déclenché, C : Coupleur, FDE : Fibre dopée erbium, CP : Contrôleur de polarisation, CA : Clive en angle, DL : Diode laser, MUX : Multiplexeur, MAO : Modulateur acousto-optique à dérive de fréquence, ΔL : Ligne à retard

L'isolateur fixe le sens de parcours du signal dans la cavité. Un contrôleur de polarisation (CP) est placé sur un des bras de l'interféromètre afin d'optimiser l'efficacité de combinaison. Comme pour la cavité élémentaire, le signal utile est extrait par un coupleur de sortie 90:10. Le modulateur acousto-optique fonctionnant sur l'ordre 1 est placé sur le bras commun du laser interféromètre pour engendrer des impulsions synchrones dans les deux bras amplificateurs. Sa dérive de fréquence décale à chaque passage le spectre d'émission de 110MHz. Sans contrôle de la différence de chemin optique ΔL entre les deux bras de l'interféromètre, cette dérive de fréquence peut dégrader le processus de combinaison. En effet, comme le montre de façon qualitative le schéma simplifié de la figure II.26, pour une faible valeur de ΔL (correspondant à la configuration ①), la dérive de fréquence induit une translation faible du spectre par rapport à la période de modulation $\frac{c}{\Delta L}$ permettant de maintenir des interférences constructives au niveau des coupleurs 50:50. La majeure partie de la puissance sort alors sur la voie commune de l'interféromètre actif. A contrario, lorsqu'on s'écarte de la différence de marche nulle (configuration ②), la période de la modulation spectrale devient du même ordre de grandeur que la dérive de fréquence. L'auto-ajustement du spectre pour conserver des pertes minimales (interférences constructives sur le bras commun) devient alors difficile d'autant plus que le spectre dérive à chaque passage dans le MAO.

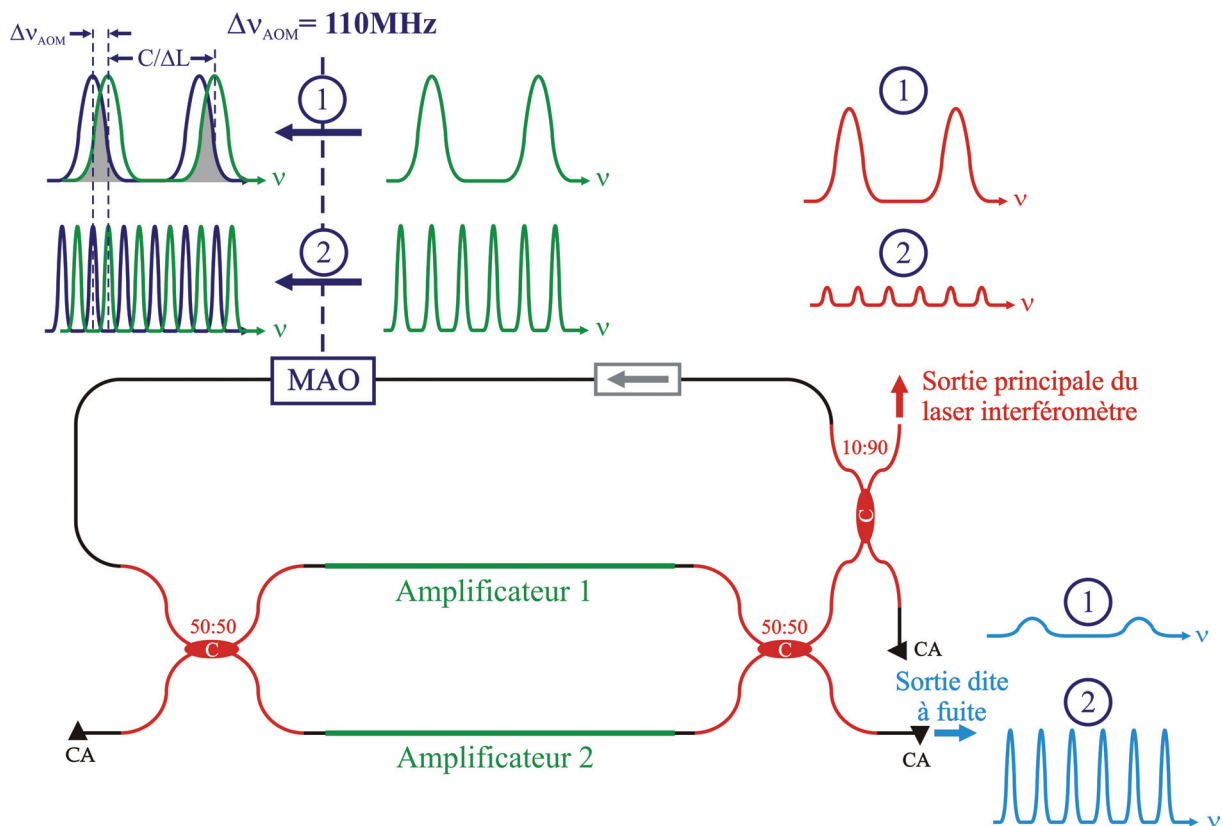


Figure II.26 : Problématique liée à la dérive de fréquence induite par le modulateur acousto-optique

Cette dérive fréquentielle peut conduire entre autre à des interférences destructives sur le bras commun (configuration ②) avec une émission principalement sur la voie à fuite. Pour cette raison, nous avons placé une ligne à retard permettant d'ajuster la différence de longueur entre les bras de l'interféromètre (figure II.25). La mesure des battements entre modes longitudinaux pour chacun des lasers (en allumant tour à tour les deux diodes de pompage) permet d'évaluer la différence de longueur optique ΔL entre les bras de l'interféromètre et donc la longueur de ligne à retard à utiliser. En jouant sur l'élasticité de la fibre qui peut être allongée jusqu'à 2% de la longueur étirée sans risque de casse, nous pouvons étudier l'évolution de l'efficacité de combinaison pour ΔL variant de zéro à quelques centimètres. Pour avoir accès à des valeurs supérieures de ΔL , nous introduisons une ligne à retard supplémentaire en espace libre. Nous avons relevé l'évolution de l'efficacité de combinaison en fonction de ΔL lorsque les lasers à combiner possèdent les caractéristiques en termes de puissance moyenne, durée d'impulsion, fréquence de récurrence présentées dans le paragraphe précédent. La figure II.27 montre l'efficacité de combinaison η définie par

$$\eta = \frac{P_s}{\sum_i P_{Li}}$$

où P_s est la puissance de sortie sur la voie principale et P_{Li} la puissance en sortie

de chacun des lasers élémentaires.

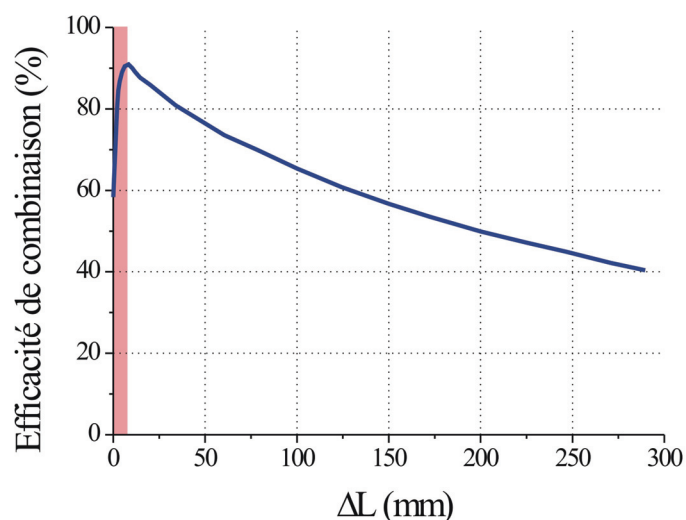


Figure II.27 : Evolution de l'efficacité de combinaison en fonction de ΔL

La zone rouge tracée sur ce graphique correspond à la plage de différence de marche pour laquelle le caractère interférométrique du laser devient critique. Cette zone a été identifiée sur la figure II.8 du paragraphe dédié à l'étude de l'influence de la différence de marche sur la stabilité en puissance de la cavité interférométrique. En dehors de cette zone d'instabilité attendue, l'efficacité de combinaison diminue quand ΔL augmente en raison de la dérive de fréquence imposée par le modulateur acousto-optique. En synthétisant ces deux résultats, nous pouvons en conclure qu'en imposant une valeur de ΔL comprise entre 5 et 10 mm, l'efficacité de combinaison est optimale tout en préservant une stabilité en puissance parfaite. Il est à noter que l'efficacité de combinaison n'est pas affectée lorsque le modulateur utilisé n'est pas à dérive de fréquence, ce que nous avons vérifié notamment avec un chopper mécanique.

Après optimisation de tous ces paramètres, nous avons mesuré une puissance moyenne sur la sortie utile du laser de 57,6mW pour une puissance de 4,7mW sur la voie à pertes. Nous retrouvons à nouveau les 2 x 32mW attendus résultant de la somme des puissances issues des deux lasers élémentaires. Ces mesures conduisent à une efficacité de combinaison de 90%. Le signal est modulé à la cadence de 10 kHz avec un temps d'ouverture de 1,66 μ s, tout deux

imposés par le modulateur acousto-optique. Les impulsions produites présentent une allure similaire à celle obtenue avec un laser élémentaire en anneau (figure II.28). La période des surmodulations est encore une fois d'environ 100ns, preuve que la longueur de cavité a été conservée. Les impulsions générées ont une durée de 310ns, du même ordre de grandeur que dans le cas d'une cavité unique.

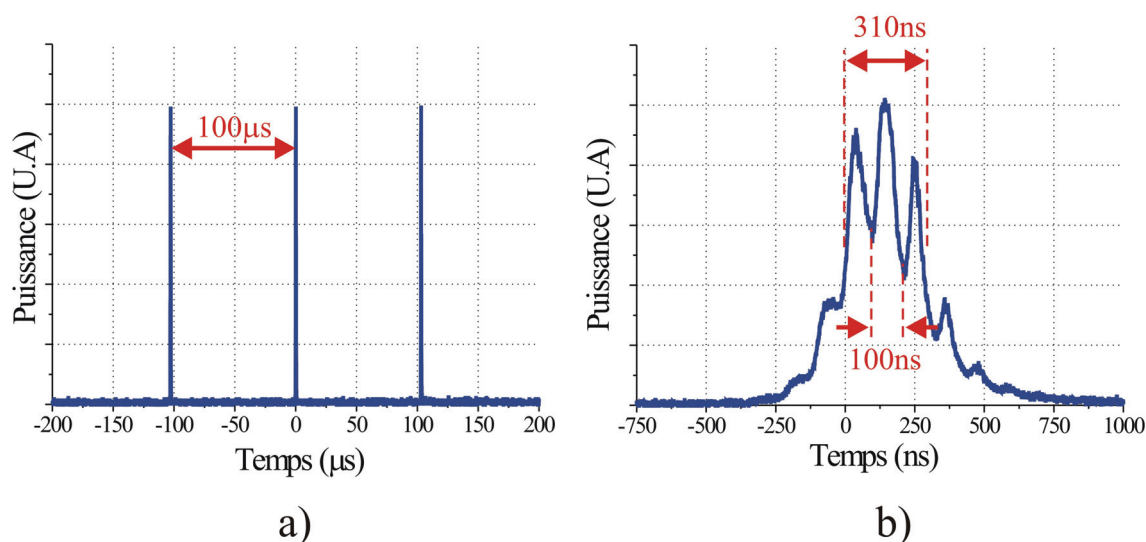
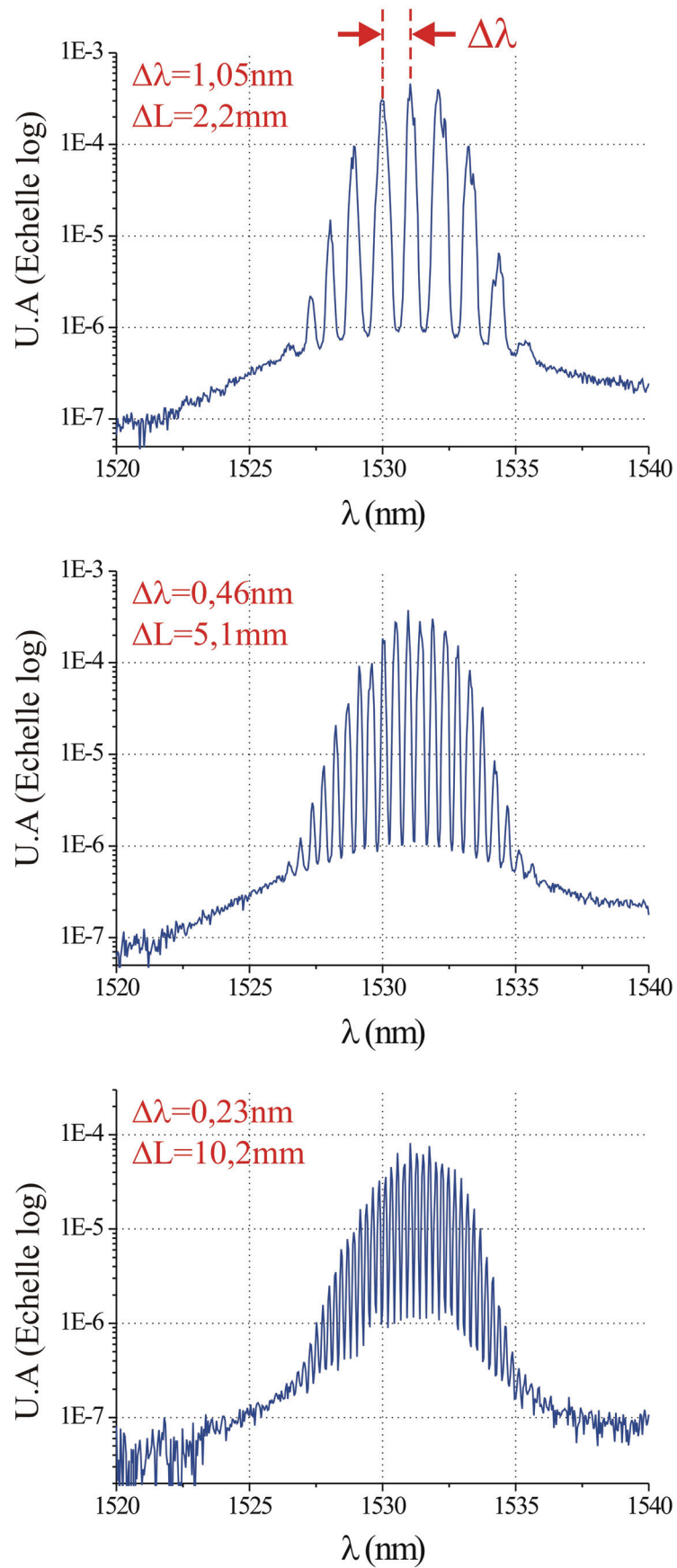


Figure II.28 : a) Train d'impulsions et b) profil temporel des impulsions délivrées par le laser interféromètre en anneau

Nous avons également relevé l'allure du spectre en faisant évoluer la différence de marche entre les bras du laser interféromètre (figure II.29). Le spectre présente une enveloppe modulée avec un très fort contraste (plus de 25dB de différence entre les minima et les maxima d'amplitude). C'est donc la confirmation qu'il se produit une combinaison cohérente entre les deux lasers déclenchés avec une très bonne efficacité. Si les états de polarisation ne sont pas correctement fixés, l'efficacité de combinaison chute, phénomène illustré figure II.30 par une forte dégradation du contraste des modulations spectrales. D'autre part et comme attendu, le pas des modulations évolue avec ΔL . Il est également à noter que l'enveloppe du spectre est plutôt large et lisse et bien remplie alors que l'homogénéité de la largeur de bande de l'ion erbium devrait exacerber une compétition modale qui aboutirait à un spectre avec peu de raies et des amplitudes moins régulières. Ce comportement vient du fait que la dérive de fréquence du modulateur acousto-optique tend, de façon artificielle, à rendre la largeur de raie de cet ion inhomogène [SAB. 04] et donc à élargir la bande d'émission tout en la lissant ; celle-ci a alors un profil très proche de celui de la bande de fluorescence.

Figure II.29 : Evolution du spectre de fréquences temporelles en fonction de ΔL

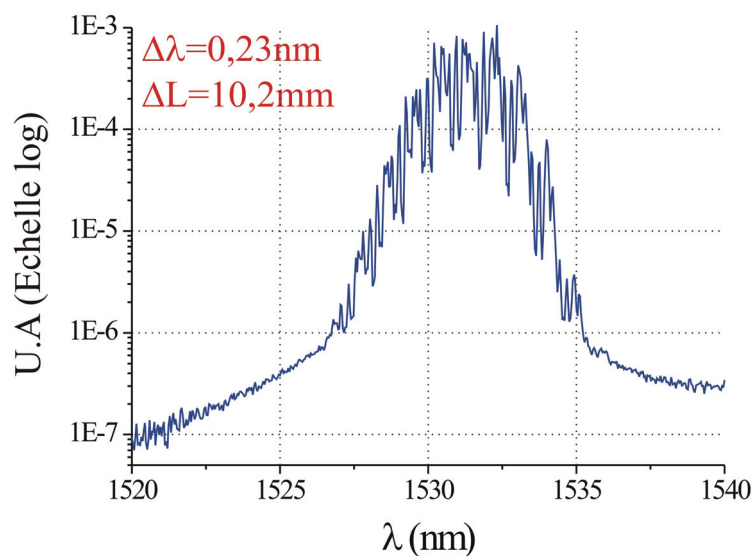


Figure II.30 : Spectre de fréquences temporelles pour des états de polarisations différents entre les deux bras de l'interféromètre

II.4. EXPERIENCES REALISEES AVEC DES FIBRES DOPEES POMPEES PAR LA GAINÉ

Les réalisations de lasers à fibre standard (à simple gainé) restent limitées en terme de puissance par les systèmes de pompage disponibles commercialement. En effet, le pompage par le cœur impose l'utilisation de diodes à sortie fibrée unimodale dont la puissance, limitée par le seuil de dommage du semi-conducteur, ne dépasse pas quelques centaines de milliwatts. L'apparition de la fibre à double gainé a été accompagnée par l'arrivée progressive sur le marché de diodes de pompage fibrées multimodales, dont les puissances excèdent quelques dizaines voire centaines de watts. Ce type de fibre équipe aujourd'hui la quasi-totalité des lasers à fibre.

Nous rapportons dans cette partie, la mise en œuvre de la combinaison cohérente de lasers à fibres unimodales pompées par la gainé et codopées aux ions $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$. Nous allons dans un premier temps décrire l'ensemble des composants spécifiques à ce montage en commençant par la fibre double gainé (géométrie et dispositif de pompage). Nous poursuivrons par un bref rappel sur les fibres codopées en détaillant leurs avantages ainsi que les niveaux énergétiques mis en jeu pour les ions erbium et ytterbium. Enfin nous apporterons quelques précisions sur le modulateur acousto-optique utilisé en pompage gainé dans une configuration qui diffère de celle présentée en pompage cœur.

Comme l'indique la figure II.31, la fibre à double gaine que nous avons utilisée provenant de la société Manlight se compose de trois structures coaxiales créant deux guides imbriqués. Le premier guide peut être vu comme un cœur d'indice n_1 , correspondant au cœur monomode de la fibre à double gaine. Il possède les dimensions et ouverture numérique (ON) du cœur d'une fibre classique, compatibles avec une émission unimodale. Le deuxième guide (appelé gaine interne) peut être vu comme un second cœur d'indice n_2 , dans lequel la pompe est confinée. Sa section et son ouverture numérique sont grandes par rapport à celles des fibres multimodales. Un polymère bas indice (n_3) entoure la gaine interne pour guider le rayonnement de pompe. Le tout est enrobé d'un polymère (n_4) qui assure une bonne résistance de l'ensemble aux contraintes extérieures.

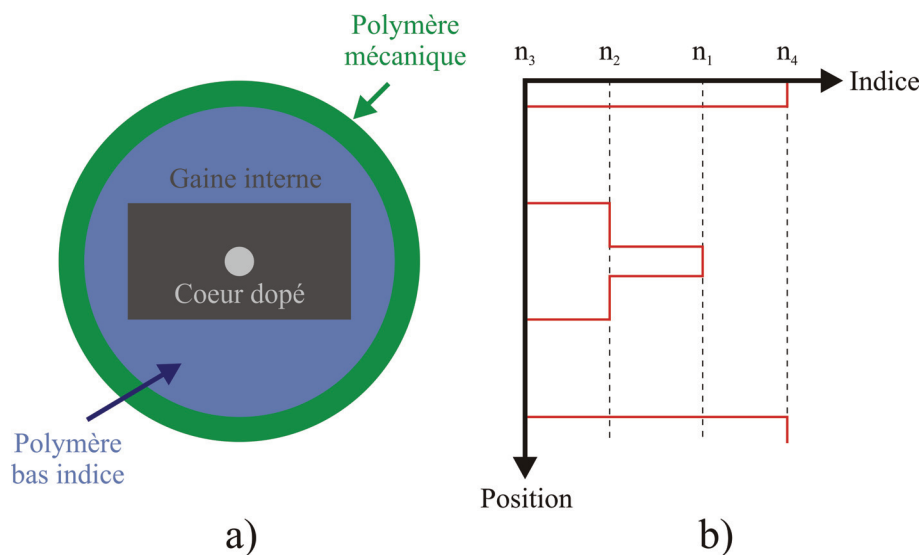


Figure II.31 : a) Structure et b) profil d'indice d'une fibre double gaine à section rectangulaire

Afin d'éviter que de la pompe ne soit propagée dans la gaine multimodale sans jamais traverser le cœur, cette même gaine présente une brisure de sa symétrie (section rectangulaire de la gaine). Le dispositif d'amenée de l'onde pompe est illustré figure II.32.

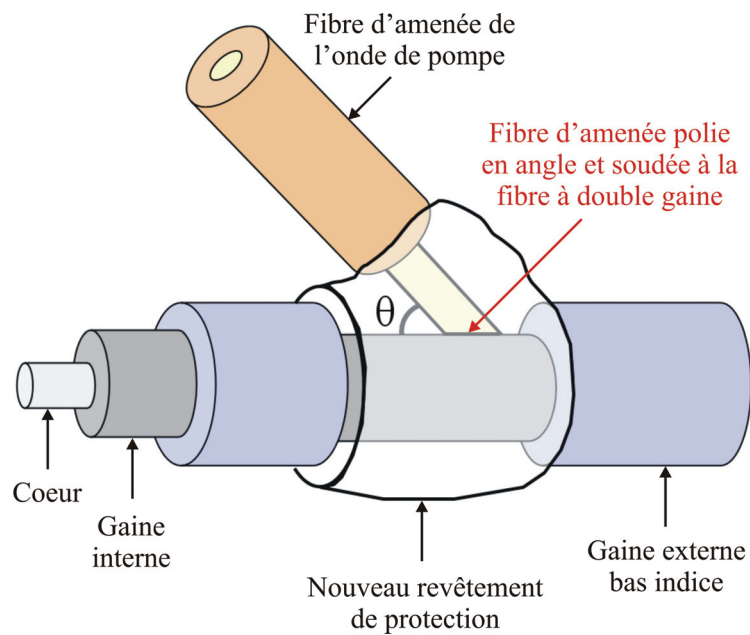


Figure II.32 : Dispositif de pompage de la fibre double gaine

Afin de réaliser des lasers de puissance fonctionnant en régime impulsionnel à la longueur d'onde de $1,5\mu\text{m}$, le co-dopage $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ a rapidement et avantageusement remplacé le simple dopage à l'erbium. La matrice phosphore a été préférée pour sa capacité à favoriser le transfert de phonons de l'ytterbium vers l'erbium. Le codopage à l'ytterbium permet d'améliorer l'absorption de la pompe. Il est alors possible de réaliser des systèmes plus courts dans lesquels les seuils d'apparition des effets non-linéaires sont donc repoussés. Dans une fibre co-dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$, les photons de la pompe sont absorbés par les ions Yb^{3+} . L'ytterbium a une section efficace d'absorption plus grande, ainsi qu'une bande d'absorption plus étendue (910 nm à 980 nm) que l'ion erbium. L'énergie absorbée est ensuite transférée de manière non-radiative aux ions Er^{3+} qui se trouvent à leur tour dans un état excité (figure II.33). De plus, les ions Yb^{3+} peuvent être introduits en quantité plus importante que l'erbium. Ces différentes caractéristiques permettent d'améliorer l'absorption de la pompe, cette absorption étant encore très importante lorsque le rayonnement pompe est guidé dans une fibre à double gaine présentant un ratio de surfaces gaine/cœur important.

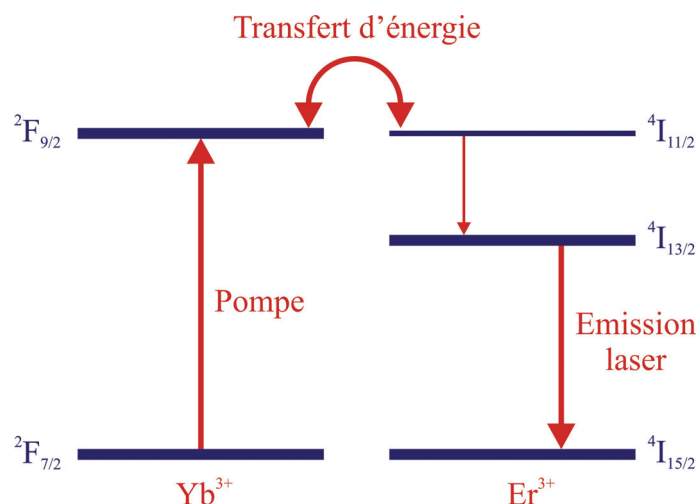


Figure II.33 : Schéma synthétique des niveaux d'énergie mis en jeu lors d'un codage erbium/ytterbium

Les propriétés d'absorption de ces fibres co-dopées $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ motivent leur utilisation pour la réalisation de lasers à fibre impulsions à $1,5\mu\text{m}$, au détriment de ceux dopés uniquement à l'erbium.

Le régime impulsions est obtenu en faisant fonctionner le modulateur acousto-optique sur l'ordre 0 afin de s'affranchir de la dérive de fréquence dans l'état passant. Nous avons pu voir dans le paragraphe précédent que la dérive de fréquence nous oblige à travailler très proche du contact optique entre les deux bras et de plus sur une plage de fonctionnement réduite. Nous choisissons donc dans ce cas de figure de nous en débarrasser. Ce type de fonctionnement présente toutefois un inconvénient car le taux d'extinction du modulateur est bien plus faible sur l'ordre 0 (15dB) que sur l'ordre 1 (55dB). A fort niveau de pompage, comme dans les configurations suivantes qui utilisent des fibres à double gaine, le taux d'extinction a son importance. Si celui-ci est trop faible, des oscillations de relaxation parasites peuvent exister. Par conséquent, nous avons choisi une configuration de résonateur linéaire pour lesquelles le taux d'extinction est deux fois plus important (double passage) qu'en anneau (simple passage). Il est possible de s'affranchir de ces oscillations parasites en diminuant le niveau de pompage et/ou en augmentant la fréquence de récurrence du laser. Cette dernière action permet de réduire le temps de pompage entre deux impulsions et par voie de conséquence le niveau maximal d'inversion de population. Celui-ci n'est alors plus suffisant pour obtenir un gain supérieur aux pertes créées par le modulateur pendant son temps de fermeture et donc trop faible pour engendrer les impulsions de relaxation parasites.

II.4.1. Etude des lasers élémentaires

L'association de l'ensemble des éléments décrits précédemment conduit au montage illustré figure II.34. Le modulateur acousto-optique est placé en fond de cavité afin de compenser, par une ré-amplification du signal, les fortes pertes qu'il introduit. Pour avoir la meilleure efficacité laser, le pompage de la fibre dopée est contra-propagatif par rapport au signal sortant de la cavité laser (injection du côté de la sortie). Compte tenu de la tenue au flux du modulateur acousto-optique autour de 1W moyen et en vue de la mise en œuvre de la combinaison cohérente, nous avons caractérisé les lasers élémentaires à une puissance de pompage de 3,6W pour laquelle la puissance moyenne maximale émise atteint 560 mW.

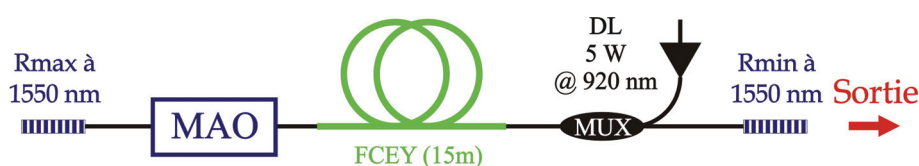


Figure II.34 : Laser fibré élémentaire double gaine en régime déclenché, FCEY : Fibre co-dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$, DL : Diode laser multimodale, MUX : Multiplexeur à double gaine, MAO : Modulateur acousto-optique

Les profils des impulsions extraites en sortie du laser sont tracés figure II.35. Comme dans la configuration en pompage par le cœur, on peut observer des modulations à l'intérieur des impulsions dont la périodicité est égale au temps d'aller-retour dans la cavité laser à partir de l'ouverture de la porte temporelle réalisée par le modulateur acousto-optique. Il est à noter que la forme mais aussi la durée de ces impulsions évoluent en fonction du taux de répétition fixé par modulateur acousto-optique. A basse fréquence, les profils apparaissent très découpés et présentent des transitoires très marqués. Cependant en augmentant la fréquence de récurrence, nous observons un allongement typique de la durée des impulsions qui est lié à la moins forte inversion de population [YON. 07]. L'allongement de l'impulsion s'accompagne d'un « adoucissement » des transitoires dans le profil temporel de l'impulsion qui diminue le contraste des modulations.

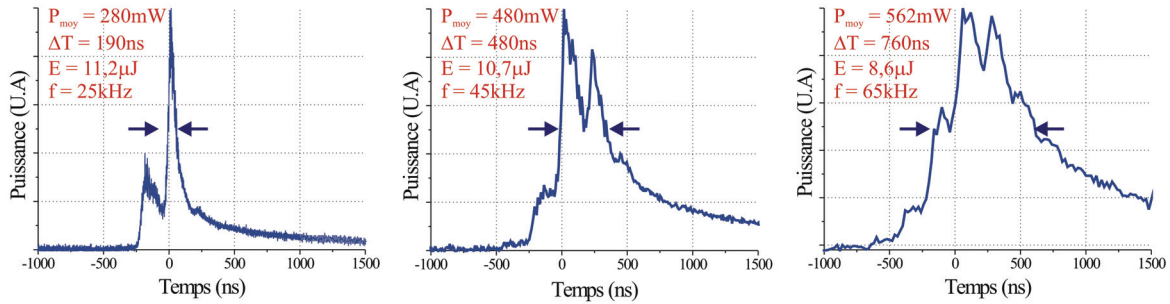


Figure II.35 : Evolution du profil des impulsions d'un laser élémentaire en fonction du taux de répétition

Sur la figure II.36, nous avons tracé l'évolution de la durée des impulsions ainsi que l'énergie qu'elles transportent en fonction du taux de répétition imposé par le MAO.

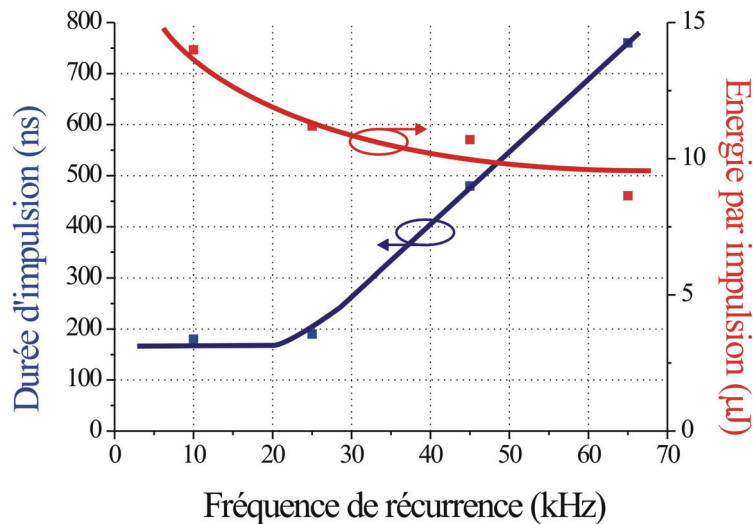


Figure II.36 : Evolution de la durée des impulsions et de l'énergie qu'elles portent en fonction de la fréquence de récurrence

Le comportement observé est caractéristique du régime de fonctionnement déclenché. L'augmentation de la durée des impulsions délivrées associée à la diminution de l'énergie par impulsion pour des fréquences de récurrences croissantes est liée au niveau d'inversion de population atteint entre deux impulsions consécutives. A faible taux de répétition, l'inversion de population se construit jusqu'à atteindre son niveau maximal. Ce fort taux d'inversion de population favorise la génération d'une impulsion très « gourmande » en inversion de population possédant donc des fronts de montée et de descente très raides. La durée de telles impulsions est par conséquent faible.

En revanche, en augmentant la fréquence de répétition de la porte temporelle du modulateur acousto-optique, on atteint un intervalle temporel limite entre deux impulsions qui ne permet plus au laser de fournir une inversion de population maximale. L'impulsion, cette fois peu consommatrice en inversion de population, se construit très lentement et ne parvient pas totalement à dépeupler le niveau supérieur de la transition laser. Cela se traduit physiquement par un front de montée de l'impulsion plus doux suivie d'un front de descente très lent, allongeant considérablement sa durée. L'augmentation de la puissance de pompage serait une solution efficace pour compenser ce phénomène.

II.4.2. Etude du laser interféromètre

En configuration interférométrique, le résonateur étudié comporte sur chacun des bras de l'interféromètre de Mach-Zehnder deux amplificateurs identiques décrits précédemment (figure II.37). Ces deux amplificateurs sont reliés à chaque extrémité par un coupleur 50:50. Le modulateur acousto-optique est positionné en fond de cavité sur la voie commune de l'interféromètre qui est elle même refermée par un réseau de Bragg de réflectivité proche de 100%. Le laser est refermé par un réseau de Bragg placé sur la voie commune à l'autre extrémité (coté sortie) de l'interféromètre et renvoyant 5% du signal dans la cavité. Les réseaux de Bragg sont les mêmes que ceux utilisés pour les cavités élémentaires précédentes. Les fibres provenant des deux coupleurs et qui sont hors résonateur, sont clivées en angle pour éviter tout retour parasite dans la cavité. Un contrôleur de polarisation est à nouveau ajouté sur un des deux bras de l'interféromètre pour optimiser l'efficacité de combinaison qui est dépendante de la polarisation.

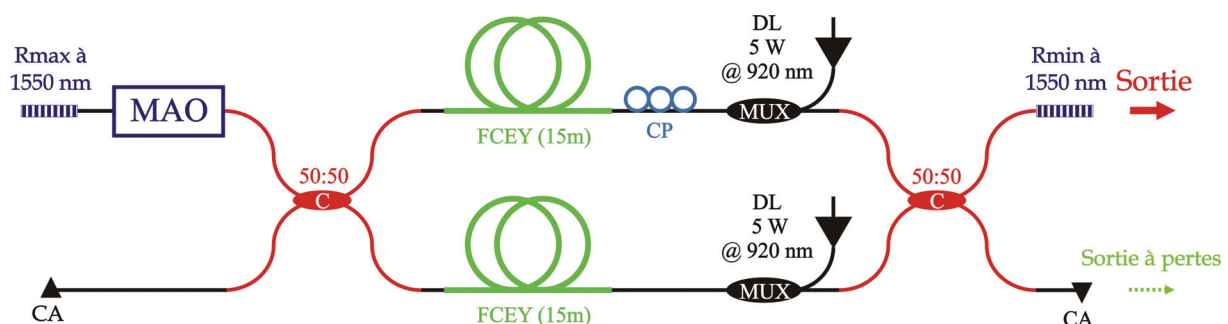


Figure II.37 : Laser interféromètre à fibre double gaine en régime déclenché, FCEY : Fibre co-dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$, C : Coupleur, CP : Contrôleur de polarisation, CA : Clive en angle DL : Diode laser multimode, MUX : Multiplexeur double gaine, MAO : Modulateur acousto-optique

Les profils des impulsions tracés figure II.38 sont très proches de ceux obtenus avec la cavité élémentaire. La longueur de cavité ayant été conservée, les durées d'impulsions restent

du même ordre de grandeur et évoluent de la même manière qu'en cavité élémentaire lorsque le taux de répétition du laser varie. Leurs profils temporels sont eux aussi très proches de ceux que nous avons pu observer en cavité simple. Les surmodulations liées aux allers-retours effectués par la lumière dans la cavité laser à partir de l'ouverture de la porte temporelle réalisée par le MAO sont à l'origine de l'apparition de forts transitoires sur l'enveloppe de l'impulsion à basse cadence (figure II.38). Ces derniers tendent à disparaître lorsque le taux de répétition augmente. La justification fournie précédemment quant aux causes de l'apparition de ces transitoires rapides reste valable pour la cavité interféromètre. L'inversion de population plus importante à basse cadence tend à libérer l'énergie plus brusquement. L'évolution de la durée des impulsions ainsi que de l'énergie que chacune d'elles transporte, évolue de la même manière qu'en cavité élémentaire lorsque le taux de répétition augmente (figure II.39). Il est important de noter que le processus de combinaison cohérente nécessitant un certain temps d'établissement, il est probable que les transitoires rapides des impulsions nuisent au bon déroulement du processus de combinaison cohérente.

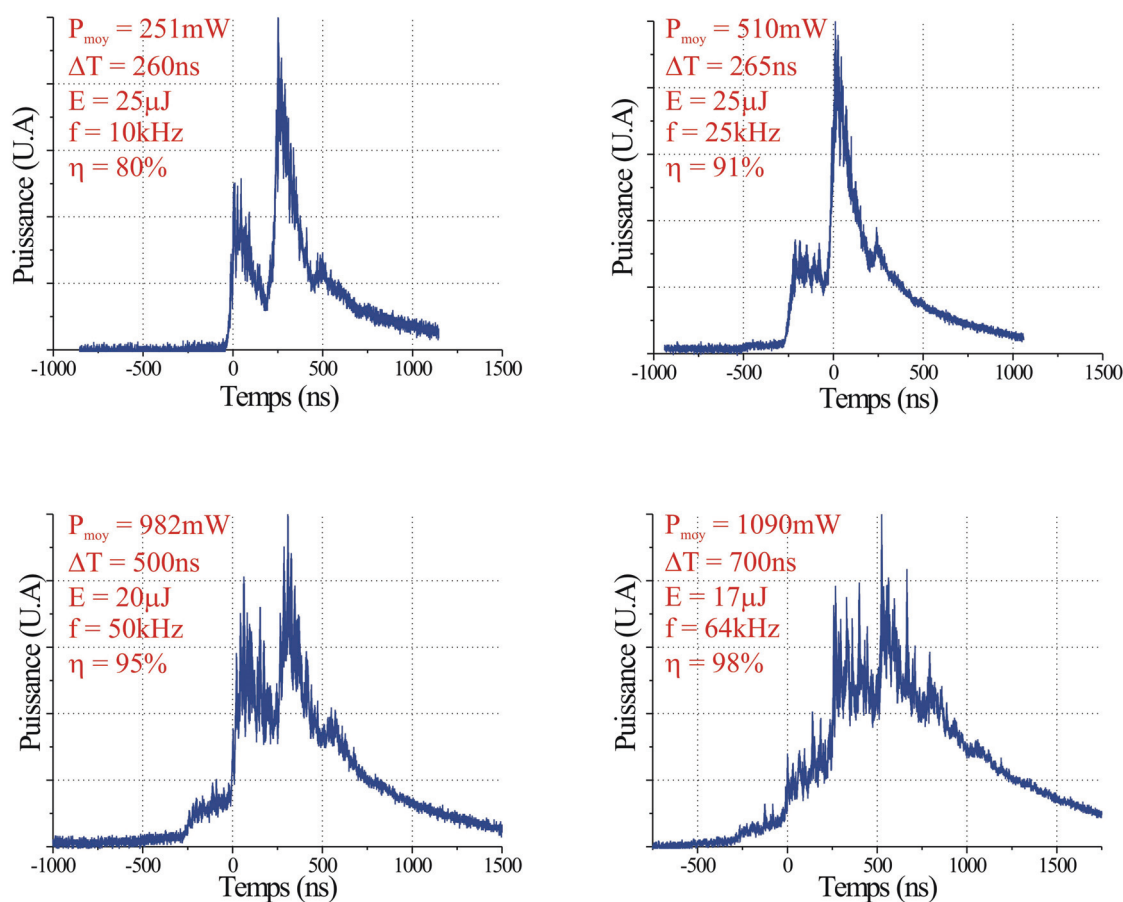


Figure II.38 : Evolution du profil des impulsions délivrées par le laser interféromètre en fonction du taux de répétition

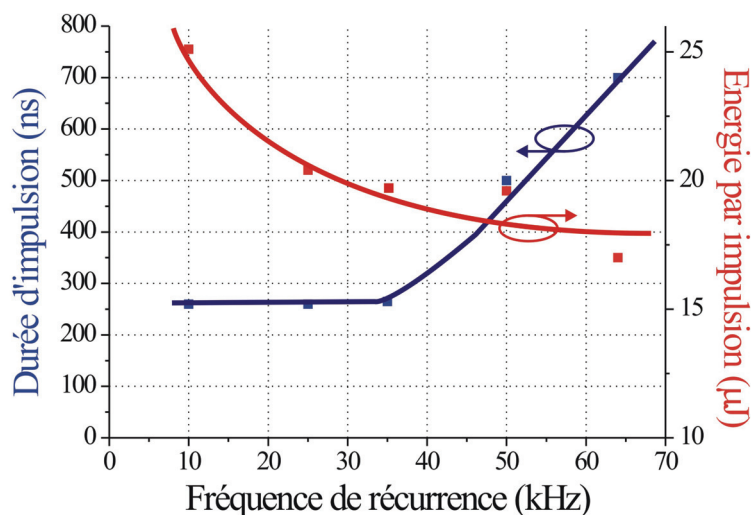


Figure II.39 : Evolution de la durée des impulsions et de l'énergie qu'elles portent en fonction de la fréquence de récurrence

Pour confirmer cette hypothèse, deux types de mesure ont été effectués. Nous avons tout d'abord relevé les niveaux de puissance extraites sur la voie principale et sur la voie dite à pertes de la cavité interféromètre tout en faisant varier la fréquence de répétition des impulsions. Nous en avons alors déduit l'évolution de l'efficacité de combinaison en fonction du taux de récurrence du laser. Ces résultats expérimentaux présentés figure II.39 confirment l'hypothèse énoncée précédemment. On observe une amélioration notable du taux de combinaison avec l'augmentation de la cadence du laser. Nous passons d'une efficacité de combinaison de 80% à 10kHz à 98% à 64kHz (figure II.40). Le lissage du profil impulsionnel lié à la quasi disparition des transitoires rapides découpant l'impulsion nous permet de retomber sur des valeurs de taux de combinaison comparables à celles mesurées en régime d'émission continue. Dans la configuration optimale, le laser délivre une puissance moyenne maximale de 1090mW, valeur cohérente avec le niveau extrait d'un laser élémentaire de 560mW. On retrouve approximativement le double de cette puissance sur la voie principale du laser interféromètre.

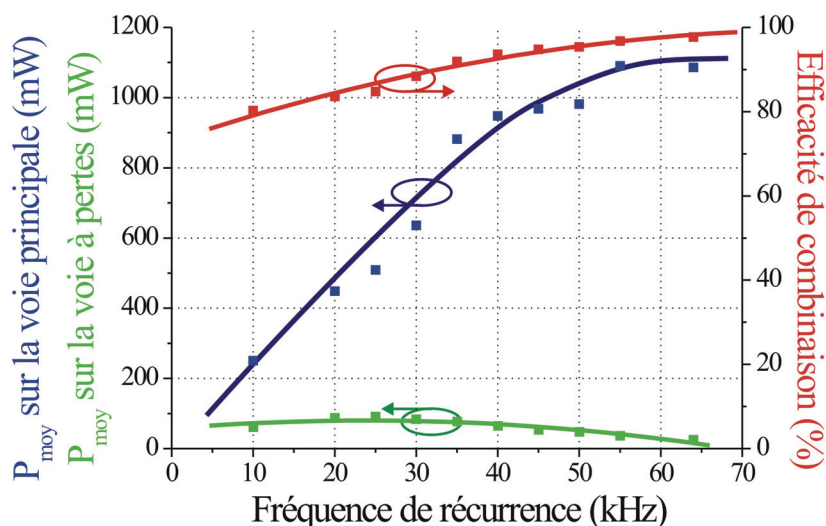


Figure II.40 : Evolution de la puissance moyenne sur les voies principale et à pertes du laser interféromètre ; évolution de l'efficacité de combinaison résultante

Afin de s'assurer des causes provoquant la chute de l'efficacité de combinaison à basse cadence, nous avons observé en parallèle le profil des impulsions à la fois sur la voie principale et sur la voie à pertes afin de les comparer. Pour cela, nous nous sommes placés dans deux cas extrêmes : la figure II.41 illustre les profils d'impulsion sur la voie principale et sur la voie à pertes pour un taux de répétition de 25kHz. Ces mêmes profils mais pour une cadence de 64kHz sont tracés figure II.42.

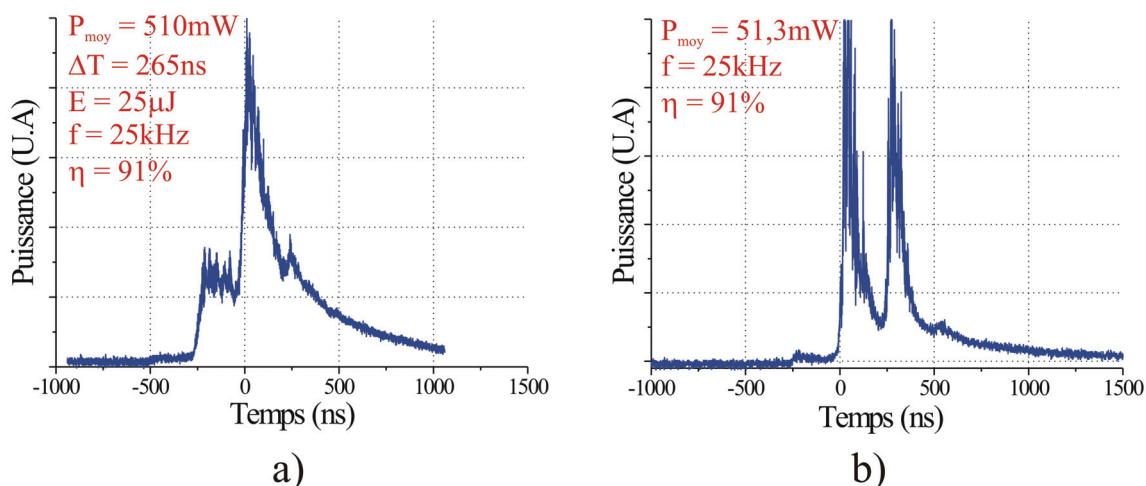


Figure II.41 : Profil des impulsions du laser interféromètre a) sur la voie principale et b) sur la voie à pertes pour une fréquence de répétition de 25 kHz

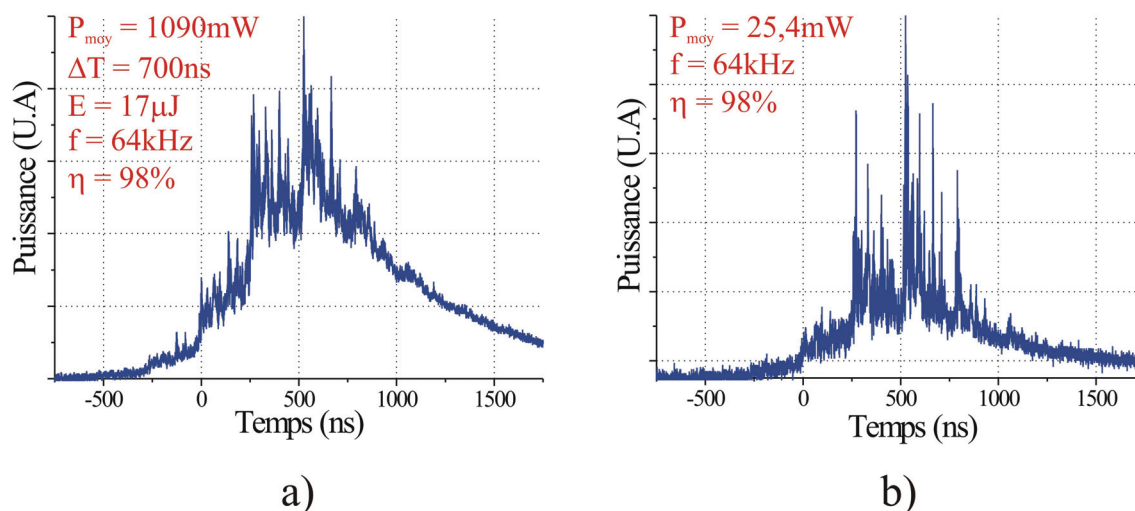


Figure II.42 : Profil des impulsions du laser interféromètre a) sur la voie principale et b) sur la voie à pertes pour une fréquence de répétition de 64 kHz

Il apparaît clairement sur la figure II.41 qu'à faible cadence, ce sont principalement les transitoires rapides que l'on extrait de la voie à pertes. Par conséquent, ce sont ces zones précises de l'impulsion qui ne sont pas bloquées en phase et provoquent une forte dégradation du taux de combinaison. Au contraire, les profils d'impulsion observés à fort taux de répétition sur la figure II.42 sont sensiblement les mêmes sur la voie principale et celle à pertes. Il n'existe pas pour ce profil de zone critique à mettre en phase. Cette absence de transitoires rapides améliore considérablement le taux de combinaison entre les deux cavités élémentaires.

Ces figures amènent un élément de réponse sur la dynamique d'établissement du verrouillage en phase dans un laser interféromètre. On peut noter que les transitoires inférieurs à la dizaine de nanosecondes ne semblent pas correctement combinés. Toutefois, la combinaison est efficace très rapidement derrière ces transitoires pendant des laps de temps inférieurs au temps d'aller-retour dans la cavité. Il est donc probable que le verrouillage en phase s'amorce avant l'augmentation brutale du facteur de surtension de la cavité. On pense qu'il est nécessaire que la lumière effectue plusieurs allers-retours dans la cavité avant de sélectionner les modes de moindres pertes.

III. LE LASER INTERFEROMETRE À MODES BLOQUES

Les lasers à verrouillage de modes constituent l'autre grande famille de lasers impulsionnels. Ce régime de fonctionnement est totalement différent du régime déclenché. Nous allons en quelques mots décrire son principe.

Dans une cavité laser exempte de toute non-linéarité autre que celles du milieu laser lui-même, un pompage continu produit un rayonnement continu, affecté de fluctuations dues principalement aux interférences entre les différents modes longitudinaux du laser ayant entre eux des relations de phase aléatoires. La base du régime à verrouillage de modes consiste à contrôler parfaitement les phases de tous les modes susceptibles d'osciller dans une cavité laser donnée. En effet, si on arrive à maintenir constant dans le temps les déphasages entre modes longitudinaux, on peut produire un train périodique d'impulsions de très courte durée, inversement proportionnelle à la largeur de bande de l'émission laser, et avec une périodicité directement proportionnelle à la longueur de la cavité laser.

III.1. PRINCIPE DU REGIME A MODES BLOQUES

Le fonctionnement en verrouillage de modes nécessite qu'un grand nombre de modes oscillent dans la cavité. Ces modes sont périodiquement espacés dans le domaine fréquentiel d'une quantité Δf telle que :

$$\Delta f = \frac{c}{2.L} \quad (2.20)$$

où L est la longueur optique de la cavité et c la vitesse de la lumière.

Ecrivons maintenant le champ électrique total en un point donné de la cavité laser :

$$E(t) = \sum_m E_m(t) \quad (2.21)$$

où la sommation s'étend sur les N modes oscillants et $E_m(t)$ est le champ électrique associé au mode m qui s'écrit :

$$E_m(t) = \varepsilon_m e^{j(2.\pi.f_m.t + \varphi_m)} \quad (2.22)$$

avec ε_m l'amplitude du mode m , f_m sa fréquence ($f_m = m. \frac{c}{2.L}$) et φ_m sa phase.

Si on suppose pour simplifier que tous les modes ont même amplitude ($\varepsilon_m = \varepsilon$ pour tout m) et qu'on arrive par un moyen quelconque à faire en sorte que tous les modes soient en phase ($\varphi_m = \varphi$) on a alors :

$$E(t) = \varepsilon \cdot e^{j\varphi} \cdot \sum_{m=m_1}^{m_1+N-1} e^{\frac{j\pi \cdot m \cdot c \cdot t}{L}} \quad (2.23)$$

où m_1 représente le numéro du mode oscillant de plus basse fréquence.

Après une mise en facteur, on obtient :

$$E(t) = \varepsilon \cdot e^{j\varphi} \cdot e^{\frac{j\pi \cdot m_1 \cdot c \cdot t}{L}} \cdot \sum_{k=0}^{N-1} e^{\frac{j\pi \cdot k \cdot c \cdot t}{L}} \quad (2.24)$$

En transformant la suite géométrique de raison $e^{\frac{j\pi \cdot k \cdot c \cdot t}{L}}$, on arrive à la relation suivante :

$$E(t) = \varepsilon \cdot e^{j\varphi} \cdot e^{\frac{j\pi \cdot m_1 \cdot c \cdot t}{L}} \cdot \frac{e^{j\frac{N\pi \cdot c \cdot t}{2L}} \cdot \sin \frac{N\pi \cdot c \cdot t}{2L}}{e^{j\frac{\pi \cdot c \cdot t}{2L}} \cdot \sin \frac{\pi \cdot c \cdot t}{2L}} \quad (2.25)$$

Comme la puissance instantanée du laser est proportionnelle à $E(t) E^*(t)$ où $E^*(t)$ est le complexe conjugué de $E(t)$, on peut écrire :

$$P(t) = P_0 \cdot \frac{\sin^2 \frac{N\pi \cdot c \cdot t}{2L}}{\sin^2 \frac{\pi \cdot c \cdot t}{2L}} \quad (2.26)$$

où P_0 est la puissance transportée par un seul mode.

Le nombre N de modes longitudinaux oscillants étant très grand, $P(t)$ est le rapport de deux fonctions de périodes très différentes, l'une T égale à $\frac{2L}{c}$, l'autre $N \cdot T$ égale à $\frac{2L}{N \cdot c}$.

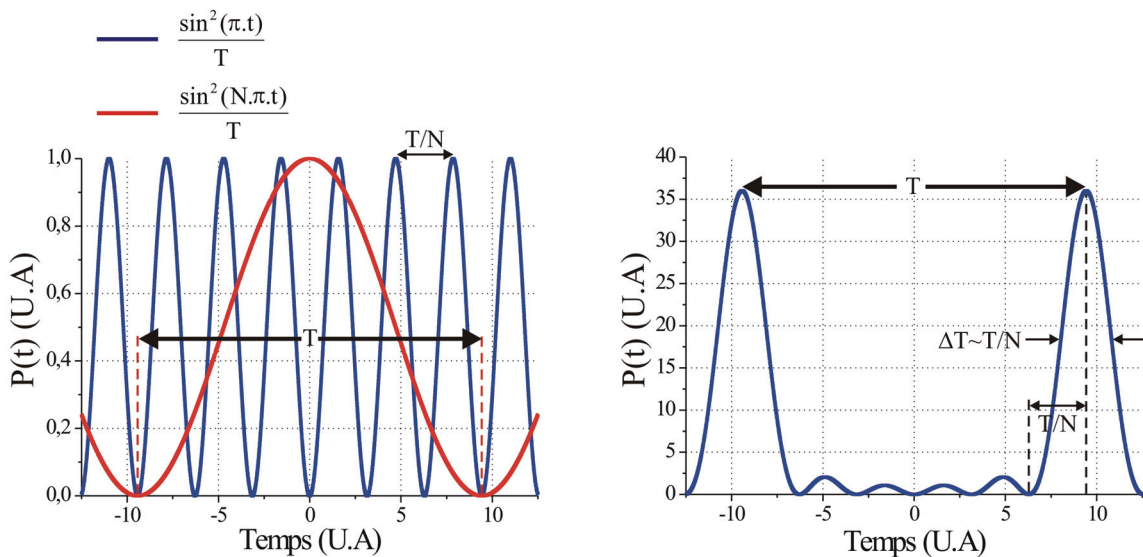


Figure II.43 : Synchronisation des modes longitudinaux ($N=6$ pour la clarté de la représentation)

On voit immédiatement avec cette expression que la puissance est émise sous forme d'un train d'impulsions de période $2L/c$ donc avec une fréquence de récurrence de $c/2L$ (figure II.43). Le seul paramètre sur lequel on peut agir pour modifier la cadence des impulsions se trouve donc être la longueur L de la cavité laser. La durée ΔT des impulsions est quand à elle de l'ordre de T/N . Or, le nombre N de modes oscillants est lié à la largeur Δf du spectre d'émission par la relation $N \approx \frac{2.L}{c} . \Delta f = T . \Delta f$. De ce fait, la durée des impulsions obtenues en régime de synchronisation des modes longitudinaux est de l'ordre de grandeur de l'inverse de la largeur de bande du milieu amplificateur $\Delta T \approx \frac{1}{\Delta f}$.

III.2. LE FONCTIONNEMENT DU LASER INTERFEROMETRE A MODES BLOQUES

Afin de mieux comprendre le fonctionnement du régime à modes bloqués dans un laser interféromètre, nous avons choisi de décrire schématiquement dans les domaines temporel et fréquentiel, le comportement de ce laser en régime de fonctionnement continu à partir de caractéristiques spectrales de deux lasers élémentaires à combiner. Par la suite, nous en déduirons le comportement spectral et temporel du laser interféromètre en régime de verrouillages de modes. Cette approche graphique a le mérite de visualiser clairement la structuration du rayonnement dans les différents domaines de Fourier, généré par un tel résonateur laser multi-bras.

Les amplitudes spectrales arbitraires $h_i(f)$ de deux lasers élémentaires ($i=1,2$) ainsi que les profils temporels $q_i(t)$ correspondants en régime d'émission continue sont représentés sur la figure II.44 (a et b) en bleu et en vert. Dès à présent, il est à noter que même en régime d'émission continue, une première structuration temporelle périodique avec bien sûr des relations de phase quelconques se dessine. La périodicité Δt_i de cette structuration est à mettre en rapport avec celle des modes longitudinaux Δf_i dans le domaine spectral, et par conséquent à la longueur optique L_i de chaque cavité élémentaire :

$$\Delta f_1 = \frac{c}{2.L_1} \quad \text{et} \quad \Delta f_2 = \frac{c}{2.L_2} \quad (2.27)$$

Il en résulte en configuration interférométrique une structuration à double périodicité Δf_C et Δf_L de la densité spectrale de puissance ainsi que du profil temporel représentés en

rouge sur la figure II.44 c). On notera que $h^2(f)$ est la réponse spectrale $H(f)$ donnée par la relation (2.12).

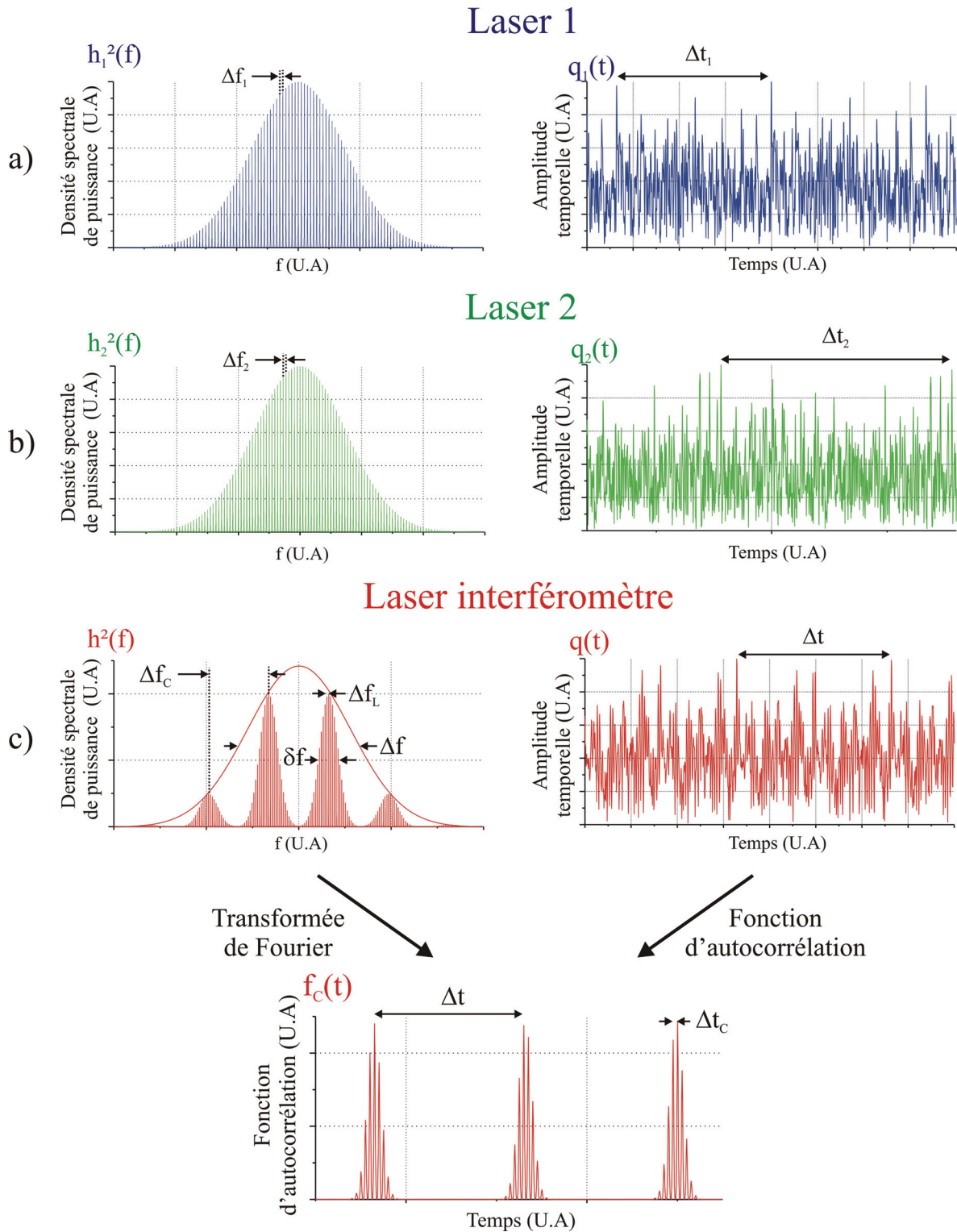


Figure II.44 : Densités spectrale de puissance et profils temporels correspondants calculés pour a) et b) deux lasers élémentaires et c) pour le laser interféromètre associé

Les expressions de Δf_C et Δf_L sont données par les relations suivantes :

$$\Delta f_C = \frac{c}{2.(L_1 - L_2)} = \frac{c}{2.(\Delta L)} \quad (2.28)$$

$$\Delta f_L = \frac{c}{2.L} \quad \text{avec} \quad L = \frac{L_1 + L_2}{2} \quad (2.29)$$

C'est en observant la fonction d'autocorrélation du signal temporel émis par le laser interféromètre (qui n'est autre que la transformée de Fourier de la densité spectrale de puissance) que nous faisons apparaître la sous structuration de période Δt_c mettant en évidence le synchronisme des champs à tout moment, quelle que soit la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre. Cela signifie que, y compris pour le régime de fonctionnement temporel continu, le laser interféromètre adapte son spectre d'émission et structure son émission temporelle pour favoriser un synchronisme des champs sur les composants combineurs (coupleurs 50:50). De ce fait, en régime d'émission continue, les champs qui interfèrent sur le ou les coupleurs sont cohérents entre eux même si la différence de chemin optique ΔL entre les bras de l'interféromètre est supérieure à la longueur de cohérence des rayonnements $L_C = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda_L}$ où λ et $\Delta\lambda_L$ désignent respectivement la longueur d'onde moyenne et la largeur de la bande spectrale d'émission de chacun des lasers. Une analyse similaire de la fonction d'autocorrélation montre que cette architecture particulière est adaptée au régime de fonctionnement à modes synchronisés. Bien que les impulsions aient des durées très inférieures au retard $\Delta\tau = \frac{\Delta L}{c}$ imposé par la différence de chemin optique, il existe toujours des impulsions synchrones, sur le ou les coupleurs, pouvant interférer.

La figure II.45 représente cette même correspondance temporelle fréquentielle mais cette fois en régime de fonctionnement à modes bloqués. Lorsque les lasers élémentaires sont verrouillés en phase, la structuration temporelle en continu devient un train d'impulsions dont la récurrence est toujours liée à la longueur de cavité.

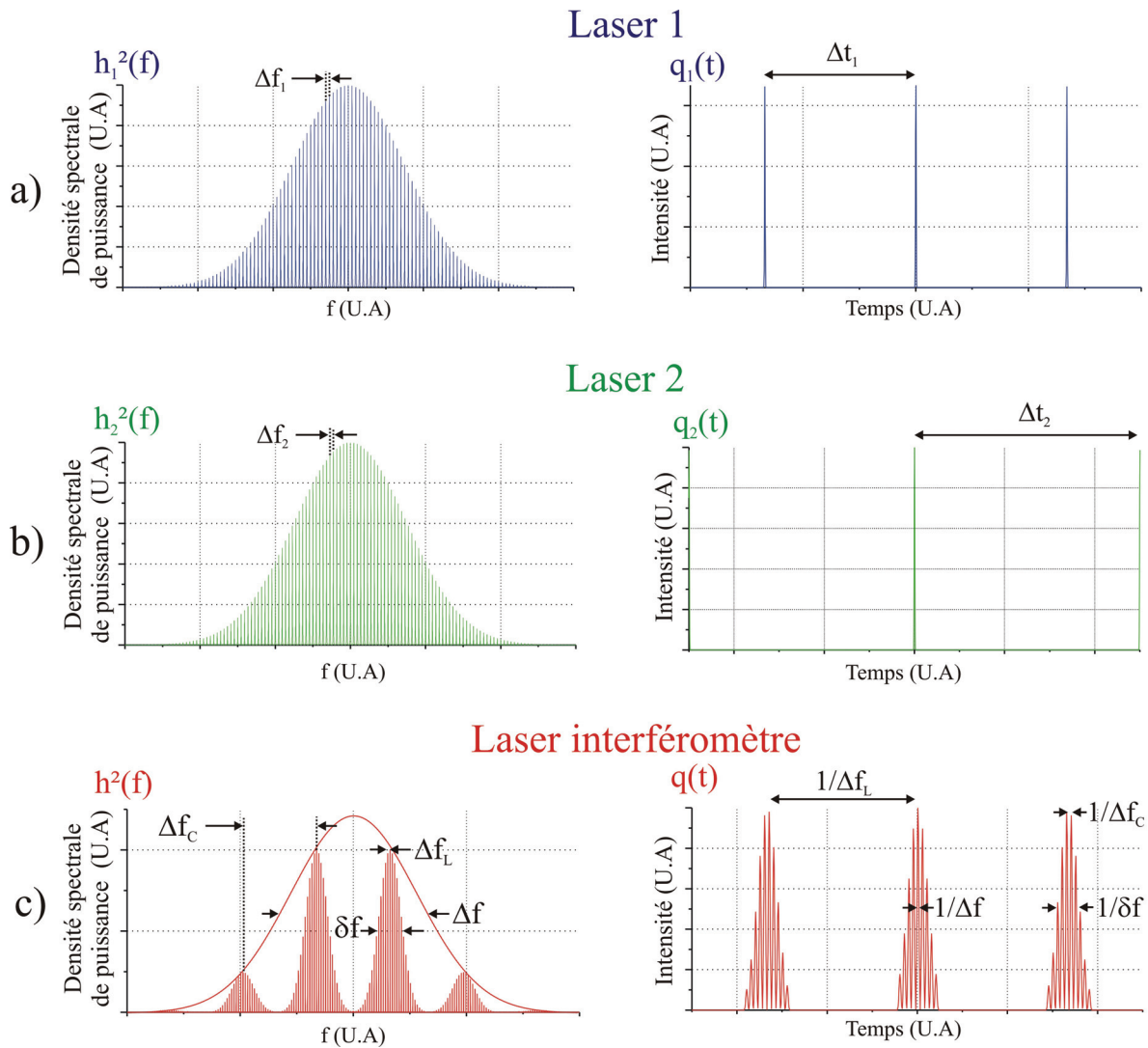


Figure II.45 : Densités spectrales de puissance et profils temporels correspondants calculés pour a) et b) deux lasers élémentaires en régime de modes synchronisés et c) pour le laser interféromètre associé

Le train d’impulsions obtenu en cavité interféromètre figurant en rouge (figure II.45 c) correspondant au produit de convolution entre les deux profils temporels de chacun des lasers élémentaires :

$$f_c(t) = f_1(t) \otimes f_2(t) \tag{2.30}$$

Il en résulte un signal temporel qui est la fonction d’autocorrélation obtenue en régime continu. Ce signal est composé de paquets d’impulsions dont la périodicité des paquets $\Delta t = \frac{1}{\Delta f_L}$ (relation 2.29) dépend de la longueur moyenne de la cavité alors que la périodicité du train d’impulsions dans chaque paquet $\Delta t_c = \frac{1}{\Delta f_c}$ (relation 2.28) est fonction de la différence de marche ΔL entre les deux bras de l’interféromètre.

Ecrivons l'amplitude du spectre $h(f)$ correspondant :

$$h(f) = g_{\Delta f}(f) \cdot [(\mathbb{1}_{\Delta f_c}(f) \otimes g_{\delta f}(f) \cdot \mathbb{1}_{\Delta f_L}(f))] \quad (2.31)$$

avec :

$$g_u(f) = e^{-\left(\frac{f}{u}\right)^2} \quad (2.32)$$

où $u=\Delta f$: largeur de bande à $\frac{1}{2}$ hauteur prise de profil arbitraire gaussien.

ou bien $u=\delta f$: largeur de bande à $\frac{1}{2}$ hauteur d'une modulation engendrée par l'interféromètre que nous avons assimilée à une gaussienne.

et :

$$\mathbb{1}_v(f) = \sum_{k \in \mathbb{Z}} \delta(f - k \cdot v) \quad (2.33)$$

où $v=\Delta f_c$: période de modulation imposée par l'interféromètre.

ou bien $v=\Delta f_L$: intervalle spectral libre du résonateur interféromètre.

Tous ces paramètres sont représentés sur le graphique représentant la densité spectrale de puissance $h^2(f)$ de la figure II.45.

Dans le domaine temporel, l'expression de $q(t)$ instantané s'écrit alors :

$$q(t) = G_{\frac{1}{\Delta f}}(t) \otimes [(\mathbb{1}_{\frac{1}{\Delta f_c}}(t) \cdot G_{\frac{1}{\delta f}}(t) \otimes \mathbb{1}_{\frac{1}{\Delta f_c}}(t))] \quad (2.34)$$

avec :

$$G_{\frac{1}{u}}(t) = \sqrt{\pi} \cdot u \cdot e^{-\pi^2 \cdot u^2 \cdot t^2} \quad \text{où } u=\Delta f \text{ ou } \delta f \quad (2.35)$$

et :

$$\mathbb{1}_{\frac{1}{v}}(t) = \sum_{k \in \mathbb{Z}} \delta\left(t - \frac{k}{v}\right) \quad \text{où } v=\Delta f \text{ ou } \delta f \quad (2.36)$$

A partir de cette dernière expression, il est possible de déterminer le nombre d'impulsions N_p dans chacun des paquets présents simultanément dans la cavité. Ce nombre est égal à la finesse F_{interf} des modulations dans le spectre :

$$N_p = \frac{1}{\frac{\delta f}{1}} = \frac{\Delta f_c}{\delta f} = F_{\text{interf}} \quad (2.37)$$

Ce nombre n'a de signification que pour un résonateur interféromètre sans gain. Il peut être intéressant de comparer ce nombre à un paramètre mieux connu qui est la finesse du résonateur Fabry-Pérot élémentaire qui est constitué des mêmes miroirs que le résonateur interféromètre. Les coefficients de réflexion en amplitude sont $r=1$ pour le miroir de fond de cavité et r_C pour celui du coupleur de sortie. La finesse du résonateur Fabry-Pérot élémentaire qui est bien connue [FUN. 91] est de la forme :

$$F_{FP} = \frac{\pi \cdot \sqrt{r_C}}{1 - r_C} \quad (2.38)$$

Qu'en est-il de la finesse du résonateur interféromètre ?

Reprenons l'expression de la réponse spectrale de la cavité interféromètre (relation 2.12) :

$$H(f) = \frac{(1 - r_C)^2}{1 + \frac{r_C^2}{2} - 2 \cdot r_C \cdot \cos\left(\frac{\phi_1 + \phi_2 + 2\phi}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) + \frac{r_C^2}{2} \cdot \cos(\Delta\phi)} \quad (2.39)$$

avec $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$

et considérons maintenant l'expression de l'enveloppe de cette fonction $\bar{H}(f)$, c'est-à-dire non échantillonnée par les modes longitudinaux du résonateur interféromètre :

$$\bar{H}(f) = \frac{(1 - r_C)^2}{1 + \frac{r_C^2}{2} - 2 \cdot r_C \cdot \cos\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) + \frac{r_C^2}{2} \cdot \cos(\Delta\phi)} \quad (2.40)$$

$\bar{H}(f)$ peut être réécrit de la façon suivante :

$$\bar{H}(f) = \frac{(1 - r_C)^2}{\left(1 \pm r_C \cdot \cos\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)\right)^2} \quad (2.41)$$

Pour trouver la finesse du résonateur interféromètre, il suffit d'extraire la différence des phases $2 \cdot \delta\phi$ correspondant à l'amplitude moitié de $\bar{H}(f)$ et la comparer à une période angulaire de 2π . Soit :

$$\frac{1}{2} = \frac{(1 - r_C)^2}{\left(1 - r_C \cdot \cos\left(\frac{\Delta\phi_{1/2}}{2}\right)\right)^2} \quad (2.42)$$

ou encore :

$$\left(1 - r_c \cdot \cos\left(\frac{\Delta\phi_{1/2}}{2}\right)\right)^2 = 2 \cdot (1 - r_c)^2 \quad (2.43)$$

avec :

$$\Delta\phi_{1/2} = \Delta\phi_0 + \delta\phi \text{ tel que } \Delta\phi_0 = 2 \cdot M \cdot \pi \quad (2.44)$$

On peut développer l'égalité de la façon suivante en considérant pour simplifier que $\delta\phi \ll \Delta\phi_0$ ce qui suppose que le résonateur interféromètre possède une grande finesse :

$$\left(1 - r_c \cdot \cos\left(\frac{\left(\frac{\delta\phi}{2}\right)^2}{2}\right)\right)^2 = 2 \cdot (1 - r_c)^2 \quad (2.45)$$

On trouve alors :

$$\delta\phi^2 = \frac{8 \cdot (\sqrt{2} - 1) \cdot (1 - r_c)}{r_c} \quad (2.46)$$

On en déduit la finesse du résonateur interféromètre :

$$F_{\text{interf}} = \frac{2 \cdot \pi}{2 \cdot \delta\phi} = \frac{\pi \cdot \sqrt{r_c}}{\sqrt{8 \cdot (\sqrt{2} - 1) \cdot (1 - r_c)}} \quad (2.47)$$

On peut alors comparer cette finesse à celle du résonateur Fabry-Pérot élémentaire :

$$F_{\text{interf}} = \frac{F_{\text{FP}} \cdot \sqrt{1 - r_c}}{\sqrt{8 \cdot (\sqrt{2} - 1)}} = N_p \quad (2.48)$$

Dans une cavité interféromètre « froide » de grande finesse, en choisissant par exemple $r_c=0,9$, le nombre d'impulsion par paquet serait $N_p=5$.

Nous allons à présent décrire les résultats expérimentaux. Le régime de fonctionnement à modes verrouillés en phase est obtenu en insérant dans la cavité un modulateur actif (modulateur acousto-optique par exemple) ou un modulateur passif (absorbant saturable par exemple). Dans les expériences décrites dans le paragraphe suivant, nous avons exploité ce deuxième type de modulateur.

III.3. ETUDE EXPERIMENTALE DU LASER INTERFEROMETRE A MODES BLOQUES

III.3.1. Description du laser interféromètre à modes bloqués

Nous avons repris la configuration de résonateur de type Mach-Zehnder en anneau déjà décrite figure II.20. Le modulateur acousto-optique est remplacé par un circulateur dirigeant le faisceau vers un SESAM (SEmiconductor Saturable Absorber Mirror). Ce faisceau est collimaté puis focalisé sur ce composant utilisé en réflexion qui assure le régime à modes verrouillés en phase (figure II.46).

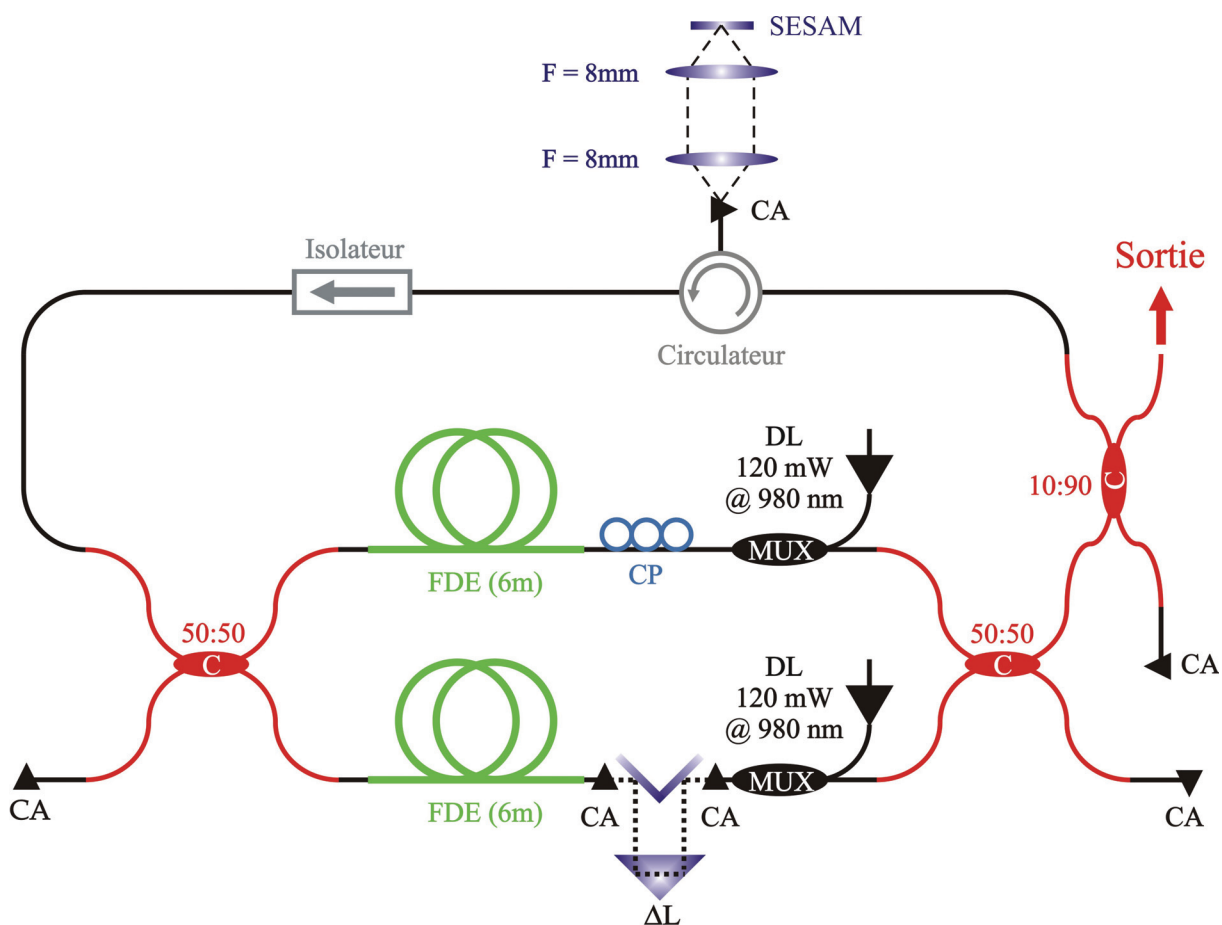


Figure II.46 : Schéma expérimental du laser interféromètre à fibre à modes verrouillés en phase en configuration Mach-Zehnder, C : Coupleur, FDE : Fibre dopée erbium, CP : Contrôleur de polarisation, CA : Clive en angle, DL : Diode laser, MUX : Multiplexeur, SESAM : SEmiconductor Saturable Absorber Mirrors, ΔL : Ligne à retard

En effet, pour démarrer le régime de verrouillage de modes en phase de façon passive et générer le train d'impulsions picosecondes, il est nécessaire d'avoir dans la cavité laser un composant ayant des pertes variables en fonction de la puissance crête du faisceau incident (figure II.47). Nous utilisons dans ce cas de figure un absorbant saturable à semi-conducteur

aussi appelé SESAM (SEmiconductor Saturable Absorber Mirrors) présentant les caractéristiques requises pour obtenir des impulsions courtes à haut taux de répétition. Il nous a été fourni par le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) de Marcoussis. Ce composant est constitué d'une couche d'absorbant saturable directement déposée sur un miroir formé d'une structure multicouche de matériaux semi-conducteurs, ce qui permet d'obtenir un composant dont la réflectivité varie de façon non-linéaire avec l'intensité incidente.

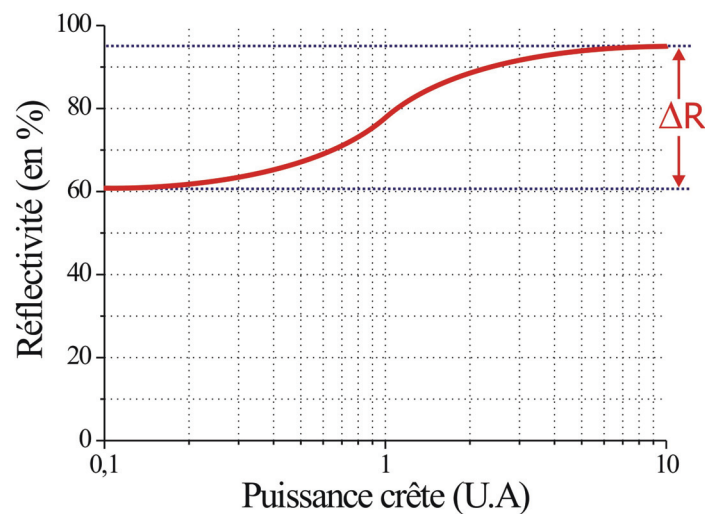


Figure II.47 : Exemple de courbe de transmission d'un absorbant saturable

L'absorbant saturable à semi-conducteur que nous avons analysé est plus précisément composé de multiples puits quantiques en InGaAs/InP déposés sur un miroir de Bragg de coefficient de réflexion très élevé (>99%) à la longueur d'onde laser. Un traitement diélectrique chapeaute le tout. Ce dernier est un miroir dont la réflectivité permet de contrôler la quantité de lumière susceptible d'atteindre l'absorbant saturable. Elle peut varier de quelques % (simple réflexion de Fresnel) à 95 % en fonction des applications visées. On a une variation dans notre cas d'environ 40% (figure II.48).

Un des grands avantages du SESAM est sa souplesse d'utilisation. En effet, en faisant varier l'épaisseur de l'absorbant saturable ou la réflectivité du miroir on peut choisir les paramètres tels que la quantité de pertes saturables et non saturables ou le temps de réponse du composant. Une telle flexibilité permet d'utiliser ces composants à différentes longueurs d'ondes et pour différents régimes de fonctionnement (déclenché, verrouillage de modes). La réponse spectrale du SESAM que nous avons utilisé, tracée figure II.48, met en avant la

compatibilité de ce composant avec une utilisation autour de 1530 nm (baisse de la réflectivité autour de cette longueur d'onde).

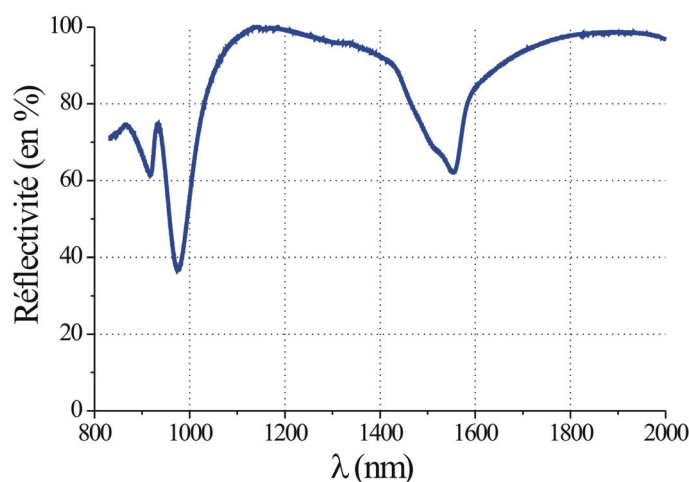


Figure II.48 : Réponse spectrale du SESAM

III.3.2. Résultats expérimentaux

Après avoir optimisé les états de polarisation des faisceaux sur les bras du laser interféromètre, nous avons effectué la mesure des niveaux de puissance sur chacune des sorties. Nous avons mesuré une puissance moyenne de 94mW sur la voie principale pour seulement 7,7mW sur la voie à fuite. Au vu de ces résultats, il apparaît que les deux lasers fibrés sont combinés de façon très efficace avec un taux de combinaison supérieure à 95%.

Nous avons dans un second temps effectué une étude du profil temporel du signal délivré par la cavité interféromètre. Les impulsions en régime de verrouillage de modes sont généralement trop courtes pour être caractérisées par une analyse temporelle directe. Nous avons donc eu recours à un autocorrélateur à conversion paramétrique non colinéaire qui permet de remonter indirectement à la durée ΔT des impulsions émises.

Nous observons en parallèle la trace d'autocorrélation et le spectre correspondant en fonction de la différence de marche entre les deux bras du laser interféromètre : les évolutions temporelles et spectrales sont tracées sur la figure II.49. Les premiers spectres et traces d'autocorrélation ont été enregistrés pour une faible différence de marche, les autres enregistrements en s'éloignant petit à petit du contact optique. Nous avons mesuré la période

des pics temporels ΔT_C de la trace d'autocorrélation, la largeur à mi-hauteur ΔT de ces pics, la période des modulations spectrales $\Delta\lambda_C$ et la largeur de la bande spectrale d'émission $\Delta\lambda$.

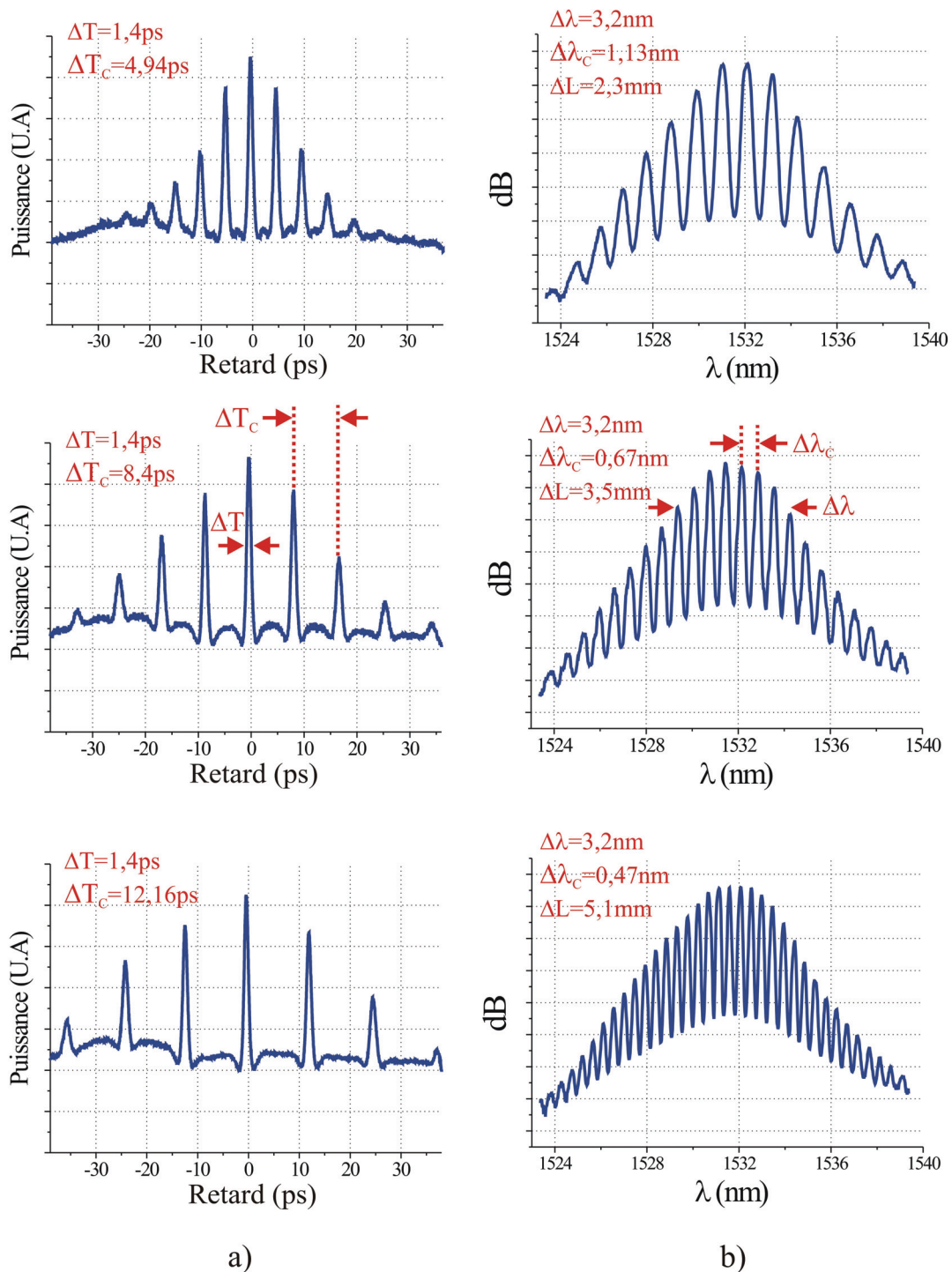


Figure II.49 : a) Evolution de la trace d'autocorrélation du paquet d'impulsions en fonction de la différence de chemin optique ΔL entre les deux bras de l'interféromètre. b) Spectres correspondants

La bande spectrale d'émission n'est imposée par aucune autre contrainte que celle du gain à la longueur d'onde centrale vers 1532nm. Cette bande d'émission est liée à la faible

longueur des fibres amplificatrices utilisée privilégiant une émission plutôt vers les basses longueurs d'onde de la bande d'émission des ions erbium. Les modulations spectrales observées sont issues du comportement interférométrique du laser, et la période $\Delta\lambda_C$ dépend toujours de la différence de marche entre les deux bras du laser.

Comme attendu et décrit précédemment, le signal d'autocorrélation comporte plusieurs pics qui sont la signature d'une émission d'impulsions par paquet à chaque aller-retour dans la cavité. L'autocorrélation mesurée contient un certain nombre de pics dont 11 sont visibles, équirépartis et dont la période est inversement proportionnelle à la différence de marche ΔL . Les paquets d'impulsions sont donc composés de moins de dix impulsions d'une durée réelle de 990 fs. Le nombre d'impulsions par paquet est égal à la valeur de la finesse spectrale F_{interf} (voir relation 2.46) :

$$F_{\text{interf}} = \frac{\Delta f_C}{\delta f} \quad (2.49)$$

avec Δf_C la périodicité des modulations spectrales et δf la largeur à mi-hauteur de chacune d'elles. Cette finesse, qui est constante quelle que soit la différence de chemins optiques ΔL est mesurée égale à 4. Ce chiffre est effectivement très proche du nombre d'impulsions déduit de la fonction d'autocorrélation.

Dans cette configuration, la dispersion totale de la cavité est faiblement normale proche de zéro et donc en régime d'impulsion étirée. Le produit $\Delta T \cdot \Delta f$ d'environ 0,42 montre que la totalité de la bande participe à la construction des impulsions dans les paquets (figure II.49). Cependant on observe la présence d'un piédestal qui montre que les relations de phase entre les composantes spectrales ne sont pas complètement figées. Ce comportement semble lié au processus de combinaison qui module avec un très fort contraste la bande spectrale d'émission. On peut imaginer que les informations de phase entre les bandes de modulation soient moins complètes que dans le cas d'un spectre lisse entraînant un bruit de phase spectrale. Ce bruit peut alors faire apparaître des impulsions supplémentaires d'amplitudes et de positionnements chaotiques entre les impulsions principales. Ces impulsions parasites induisent le piédestal mesuré dans la fonction d'autocorrélation.

Nous avons voulu vérifier ce comportement par l'intermédiaire d'un calcul numérique simulant l'ajout d'un bruit de phase spectrale sur l'une des modulations du spectre d'émission. Pour cela, nous avons imposé un déphasage de $\frac{3\pi}{5}$ (fixé a priori) sur une des

modulations d'un spectre temporel en comportant une trentaine. Nous avons ensuite calculé sa transformée de Fourier afin de retrouver le signal temporel correspondant. Comme nous l'avons suggéré précédemment, de nouvelles impulsions apparaissent alors entre les impulsions du train principal. Celles-ci se traduisent sur la trace d'autocorrélation, que nous avons calculée puis représentée sur la figure II.50, par l'apparition d'un indésirable piédestal. Par conséquent, ce résultat numérique confirme l'hypothèse mettant en cause un bruit de phase spectral qui semble inhérent au processus de combinaison cohérente qui module fortement le spectre d'émission.

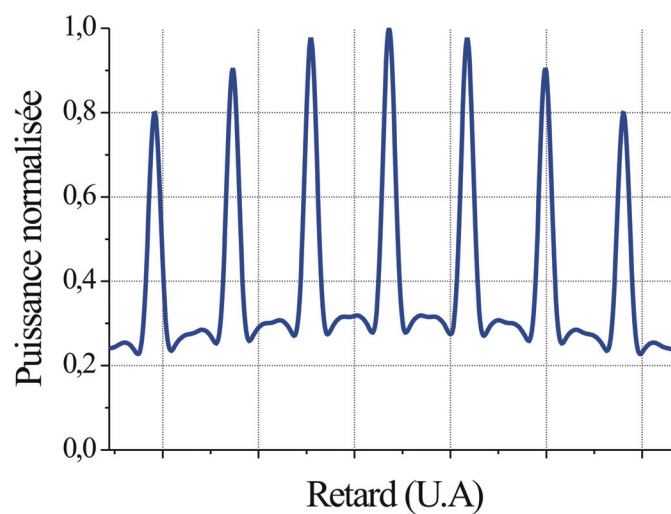


Figure II.50 : Autocorrélation du signal temporel calculé à partir d'un spectre d'émission auquel a été partiellement ajouté un bruit de phase

Les bouffées ou paquets d'impulsions apparaissent avec une fréquence qui est inversement proportionnelle à la longueur de la cavité, comme vu figure II.45. Dans notre cas, la longueur de cavité induit une fréquence de répétition des paquets d'impulsions de 8,8 MHz.

CONCLUSION

Dans ce deuxième chapitre dédié à l'étude de la combinaison cohérente d'amplificateurs élémentaires au sein d'une cavité interféromètre, nous avons rappelé d'importants résultats obtenus en régime continu au cours de la thèse de D. Sabourdy. J'ai complété cette étude grâce à l'utilisation de composants à maintien de polarisation simplifiant fortement l'étape d'optimisation du dispositif lié à sa nature interférométrique. De tels composants nous dispense du délicat réglage des états de polarisation de chacun des bras amplificateurs, destiné à optimiser l'efficacité de combinaison du laser interféromètre.

La majeure partie de ce chapitre a tout de même été tournée vers les régimes de fonctionnement impulsionnels, domaine peu voire pas du tout exploré dans cette configuration jusqu'à présent.

Concernant le régime déclenché, la compatibilité du laser interféromètre avec un tel régime s'est avérée très bonne. Les performances obtenues expérimentalement sont cohérentes avec celles espérées en théorie. En effet, la très bonne efficacité de combinaison mesurée en régime déclenché s'accompagne de la conservation de la durée des impulsions générées par le laser élémentaire. Nous avons par conséquent pu accroître la puissance moyenne en sortie de laser interféromètre d'un facteur quasiment équivalent au nombre d'émetteurs sans pour autant allonger la durée des impulsions. Le processus de combinaison basé sur l'auto-organisation du spectre d'émission montre ses limites lorsque les régimes transitoires sont très courts. Ainsi, l'efficacité de combinaison chute notamment pour les fortes inversions de population lorsque les impulsions sont brèves et de durée peu différente du temps d'aller-retour dans la cavité. Ce comportement permet d'estimer la dynamique du processus de combinaison qui nécessite quelques allers-retours dans la cavité pour s'établir.

Nous avons également exploré le régime de fonctionnement continu à verrouillage de modes avec une architecture laser interféromètre. Malgré la très courte durée des impulsions engendrées par rapport au retard lié à la différence de marche entre les bras du laser, nous avons obtenu une très bonne efficacité de combinaison supérieure à 95%. Cette efficacité s'explique par le fait que le laser n'émet pas une seule impulsion par aller-retour dans la cavité mais un paquet d'impulsions équidistantes de période inversement proportionnelle à la différence de marche entre les bras amplifiés. C'est ce comportement multi-impulsionnel qui assure un synchronisme entre rayonnements au niveau des composants combineurs (coupleurs

50:50). La modulation spectrale imposée par l'architecture interférométrique du laser à deux amplificateurs semble dégrader un peu le verrouillage en phase des modes longitudinaux provoquant l'apparition d'impulsions parasites de faible amplitude entre les impulsions principales.

Si la méthode de combinaison cohérente par voie interférométrique est parfaitement adaptée au régime de fonctionnement continu, on perçoit quelques limitations qui sont intrinsèques au processus de combinaison pour les régimes impulsionnels : sensibilité aux transitoires rapides en fonctionnement déclenché court, régime multi-impulsionnel en fonctionnement de verrouillage de modes.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

D

- [DID. 66] M. DI DOMENICO, "Characteristics of a single-frequency Michelson-type He-Ne gas laser," *IEEE Journal Of Quantum Electronics*, QE-2, 311-322, 1966

E

- [ECK. 06] V. ECKHOUSE, A. A. ISHAAYA, L. SHIMSHI, N. DAVIDSON, and A. A. FRIESEM, "Intracavity coherent addition of 16 laser distributions," *Optics Letters*, vol.31, N°3, 2006

F

- [FUN. 91] "Fundamentals of photonics," B. E. A. SALEH, M. C. TEICH, Wiley series in Pure and Applied Optics, J. W. GOODMAN, Editor, 1991

G

- [GAE. 87] C. J. GAETA, M. J. F. DIGONNET, and H. J. SHAW, "Pulse Characteristics of Q-Switched Fiber Lasers," *Journal of Lightwave Technology*, vol.LT-5, N°12, 1987

H

- [HUO. 04] Y. HUO, R. T. BROWN, G. G. KING, and P. K. CHEO “Kinetic modeling of Q-switched high-power ytterbium-doped fiber lasers,” *Applied Optics*, vol.43, N°6, 2004

L

- [LEI. 07] M. LEIGH, W. SHI, J. ZONG, J. WANG, S. JIANG and N. PEYGHAMBARIAN, “Compact, single-frequency all-fiber Q-switched laser at 1 μm ,” *Optics Letters*, vol.32, N°8, 2007

M

- [MEA. 86] R.J. MEARS, L. REEKIE, S.B. POOLE and D.N. PAYNE, “Low-threshold tunable CW and Q-switched fibre laser operating at 1.55 μm ,” *Electronics Letters*, vol.22, N°3, 1986

S

- [SAB. 02a] D. SABOURDY, V. KERMÈNE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, M. VAMPOUILLE and A. BARTHÉLÉMY, “Coherent combining of two Nd:YAG lasers in a Vernier–Michelson-type cavity,” *Applied Physics B*, vol.75, 503–507,2002

-
- [SAB. 02b] D. SABOURDY, V. KERMÈNE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, L. LEFORT, A. BARTHÉLÉMY, C. MAHODAUX and D. PUREUR, “Power scaling of fibre lasers with all-fibre interferometric cavity,” *Electronics Letters*, vol.38, N°.14, 2002
- [SAB. 03a] D. SABOURDY, V. KERMÈNE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, L. LEFORT, A. BARTHÉLÉMY, P. EVEN and D. PUREUR “Efficient coherent combining of widely tunable fiber lasers,” *Optics Express*, vol.11, N°.2, 2003
- [SAB. 03b] D. SABOURDY, “ Contribution au contrôle cohérent des rayonnements lasers : Emission d’un faisceau homogène dans un laser de large section, combinaison de puissance dans des cavités ramifiées : application aux lasers fibrés,” *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, 2003
- [SAB. 04] D. SABOURDY, V. KERMÈNE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, M. VAMPOUILLE, A. BARTHÉLÉMY, P. EVEN and D. PUREUR, “Power scaling of multi-wavelength erbium-doped fiber lasers,” *Conference on Lasers and Electro-Optics*, CLEO US, CWA75, 2004

U

- [ULR. 80] R. ULRICH, S. C. RASHLEIGH and W. EICKHOFF, “Bending-induced birefringence in single-mode fibers,” *Optics Letters*, vol.5, N°.6, 1980

Y

- [YON. 07] Y. WANG and C. XU, “Actively Q-switched fiber lasers: Switching dynamics and nonlinear processes,” *Progress in Quantum Electronics*, vol.31, 2007

CHAPITRE III

COMBINAISON COHERENTE DE LASERS A FIBRE PAR FILTRAGE SPATIAL : ARCHITECTURE LASER MULTI- EMETTEURS

INTRODUCTION

La technique de combinaison par voie interférométrique qui a été présentée dans le chapitre précédent présente un inconvénient majeur qui réside dans le fait que la combinaison est réalisée intra-cavité [SAB. 03a, SHI. 04]. Comme nous l'avons vu, cette opération devient délicate pour des niveaux de puissance importants puisque l'élément combineur doit supporter l'intégralité de la puissance. Afin de remédier à ce problème, nous présentons dans ce troisième chapitre une architecture laser innovante toujours basée sur une méthode de mise en phase passive mais évitant de concentrer une forte densité de puissance sur un composant de la cavité.

La technique originale proposée exploite les propriétés d'auto-organisation des lasers et les architectures de type MOPA (Master Oscillator Power Amplifier). Les architectures MOPA utilisées pour la combinaison cohérente se composent d'un laser maître suivi d'un ensemble d'amplificateurs disposés en parallèle dont les sorties sont juxtaposées pour émettre un faisceau de profil en intensité structuré et de forte brillance [AUG. 04, BRU. 05, DEM. 06a, DEM. 06b, SHA. 06, YE. 04, YU. 06]. La recombinaison des faisceaux s'effectue en champ lointain. Ces dispositifs très étudiés aujourd'hui nécessitent la plupart du temps un système de contrôle actif complexe associant analyse de front d'onde, traitement numérique et contre-réactions multiples pour cophaser les différents émetteurs. La configuration laser que je présente dans ce chapitre exploite les avantages de cette technique tout en s'affranchissant de la complexité du système de contrôle actif des phases relatives des multiples émetteurs. C'est un filtrage spatial intra-cavité de forme géométrique simple qui assure le cophasage des faisceaux émis dans la configuration laser proposée. Cette approche résulte de la synergie entre les travaux sur les lasers interféromètres précédemment décrits et ceux sur les cavités dites à « transformée de Fourier » (figure I.40) développées au laboratoire dans les années 90. Ces dernières ont été exploitées pour mettre en phase et combiner les rayonnements provenant de plusieurs volumes amplificateurs (YAG:Nd³⁺) distincts d'axes parallèles, grâce à un élément d'optique diffractive interne au résonateur placé dans la zone où les faisceaux se superposent [TON. 01] (figure I.43). La nouvelle architecture laser que nous avons proposée et étudiée affiche dans un plan intra-cavité le spectre de fréquences spatiales des multiples faisceaux émis. C'est le filtrage effectué dans ce plan qui assure le verrouillage des phases. Il convient de noter que ce plan est volontairement situé dans une zone de la cavité où les faisceaux élémentaires sont peu puissants pour éviter les surintensités qui pourraient endommager par exemple le composant de filtrage. La majeure partie de la puissance

transportée par ces faisceaux élémentaires d'axes de propagation parallèles est extraite de la cavité pour produire en champ lointain le faisceau combiné. A l'instar des lasers interféromètres, le spectre de fréquences temporelles s'auto-ajuste continûment pour préserver les relations de phase attendues entre les différents émetteurs.

La première partie de ce chapitre, est dédiée à la description du principe de fonctionnement du laser multi-émetteurs. J'énoncerai les principaux critères d'évaluation qui vont nous permettre de quantifier la qualité spatiale du faisceau combiné. J'insisterai sur l'importance des caractéristiques du système d'agencement pupillaire en champ proche à travers certains paramètres essentiels. Je décrirai rapidement les techniques d'expansion de faisceaux à notre disposition pour améliorer le taux de remplissage des faisceaux émis qui n'est pas sans incidence sur la brillance de la source. J'étudierai aussi l'influence, sur le champ lointain, d'un défaut de pointé ou d'un défaut de périodicité des émetteurs en champ proche.

Dans une seconde partie, je mesurerai l'impact de différents paramètres essentiels tels que la différence de chemin optique entre cavités élémentaires, la largeur de la bande spectrale d'émission ou encore la dimension du filtrage, sur l'efficacité du processus de combinaison. L'ensemble de ces résultats nous amènera à conclure sur une première évaluation du nombre maximum d'amplificateurs verrouillables en phase de façon passive. Le gain apporté par cette technique de combinaison cohérente devant la sommation incohérente en terme de puissance sur l'axe moyen de propagation sera aussi évoqué.

Enfin, je présenterai des résultats expérimentaux obtenus avec un faible nombre d'amplificateurs à fibre. Je décrirai les profils des figures de diffraction obtenus en champ lointain ainsi que leur stabilité dans le temps. Le gain en brillance apporté par une technique de combinaison cohérente sera vérifié expérimentalement. Enfin, nous confirmerons les résultats numériques obtenus en terme de nombre limite de faisceaux verrouillables en phase passivement en observant l'évolution du spectre de fréquences temporelles en fonction du nombre d'émetteurs mis en jeu. L'efficacité du processus de combinaison par voie passive sera déduite de l'analyse des figures de diffraction en champ lointain des faisceaux émis. On extraira de ces figures les paramètres essentiels comme la puissance contenue dans le lobe central d'émission ou encore la puissance sur l'axe moyen de propagation, pour les comparer à ceux calculés afin de confirmer ou infirmer la loi d'évolution numérique de ces paramètres

en fonction du nombre d'émetteurs. De plus, une analyse temporelle permettra d'évaluer la stabilité dans le temps du processus de combinaison.

I. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU LASER MULTI-ÉMETTEURS

La cavité multi-émetteurs est constituée d'un laser à fibre ayant une architecture arborescente avec un nombre de « branches » supérieur ou égal à deux dans une configuration en anneau unidirectionnel. Un schéma de principe est illustré sur la figure III.1.

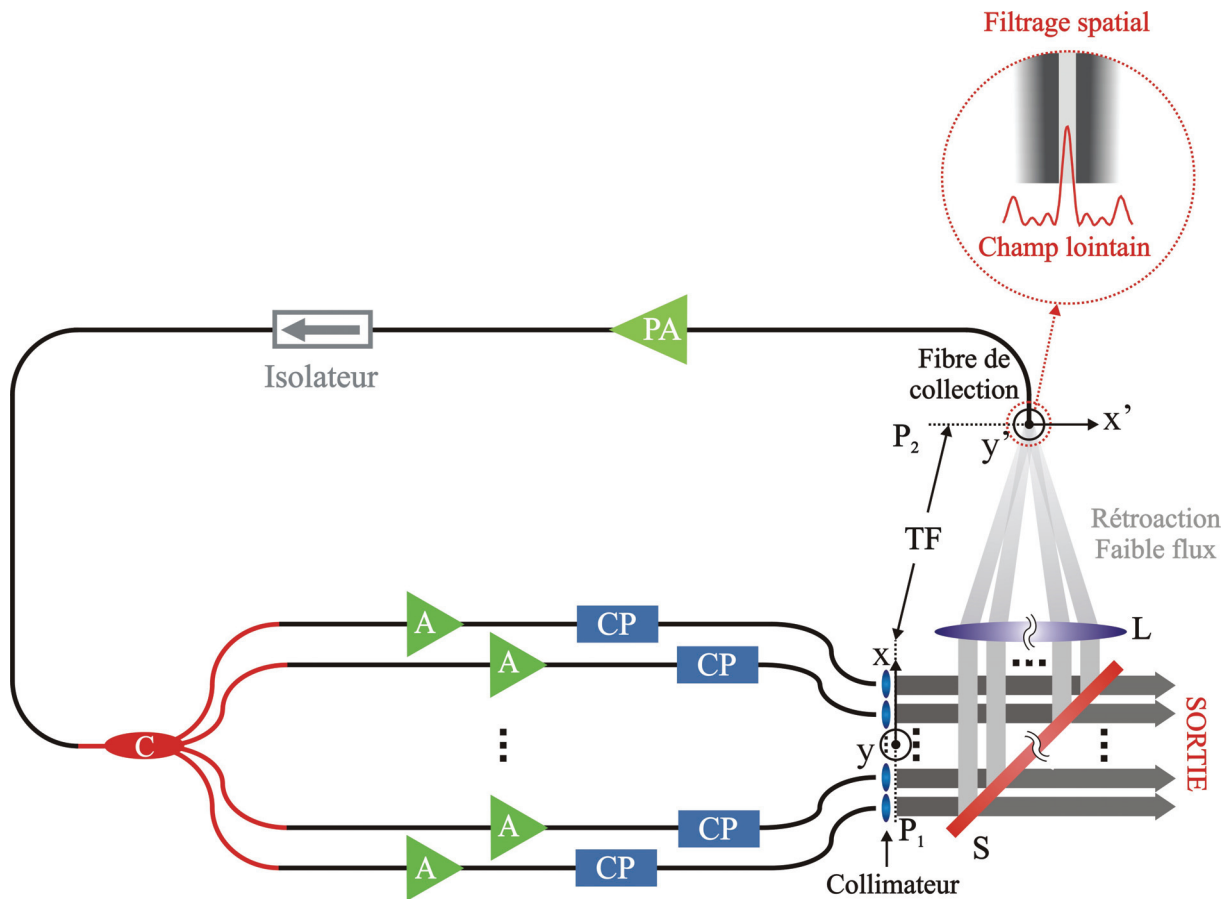


Figure III.1 : Schéma de principe de la cavité multi-émetteurs, C : Coupleur, A : fibre amplificatrice, PA : pré-amplificateur, CP : Contrôleur de polarisation, S : lame faiblement réfléchissante, TF : transformée de Fourier, P₁ : plan 1, P₂ : plan 2.

Chacune des branches est constituée d'une ou plusieurs fibres amplificatrices (A) de façon à assurer une amplification en parallèle dans un résonateur unique. Les rayonnements issus de ces fibres amplificatrices sont collimatés et juxtaposés de manière à constituer un ensemble compact de faisceaux parallèles entre eux et périodiquement distribués, avant de se diriger vers la sortie du laser. Les différents faisceaux peuvent être organisés suivant un arrangement linéaire ou matriciel. Une lame faiblement réfléchissante (S), située dans le champ proche de l'ensemble des faisceaux émis, détourne une faible fraction de l'énergie pour la renvoyer dans la cavité. La majeure partie de l'énergie est transmise par la lame

constituant le faisceau de sortie du laser. La fraction d'énergie réfléchiée dans la cavité traverse un système optique (lentille L) qui affiche le spectre d'ondes planes (plan P_2) des multiples faisceaux (plan P_1). Ce système forme à distance finie la transformée de Fourier (TF) du champ proche du réseau de sources (plan P_1), encore appelé spectre d'ondes planes. Les champs élémentaires interfèrent dans ce plan en se superposant. La figure de diffraction est identique à un facteur d'échelle près à celle en champ lointain en sortie du laser, là où se combine l'ensemble des faisceaux élémentaires. L'entrée d'une fibre optique (fibre de collection) est positionnée dans le plan P_2 où s'affiche le spectre d'ondes planes et collecte une partie de son énergie. Cette opération de filtrage spatial est destinée à filtrer la figure de diffraction afin de n'en prélever, en régime établi une fois les faisceaux verrouillés en phase, que le lobe central. Le rayonnement collecté, éventuellement pré-amplifié par une fibre amplificatrice (PA), alimente ensuite les différents bras amplificateurs du laser au moyen de coupleurs appropriés (C). Un isolateur optique est introduit afin que les rayonnements ne circulent que dans le sens désiré. En imposant un sens de rotation au flux lumineux dans la cavité laser, il permet d'éviter la saturation du préamplificateur par l'émission spontanée amplifiée et à minimiser les effets parasites comme la diffusion Brillouin. Plusieurs contrôleurs de polarisation (CP) sont placés sur les voies amplificatrices pour ajuster les états de polarisation des différents faisceaux. La maîtrise des états de polarisation des champs dans le plan de la fibre collectrice est un élément essentiel pour verrouiller efficacement leur phases. Les états de polarisation et leur orientation doivent en effet être identiques dans ce plan là pour maximiser le contraste des interférences. Une alternative à l'utilisation de contrôleurs de polarisation serait de n'utiliser que des éléments et fibres à maintien de polarisation dont les axes seraient méticuleusement alignés et d'imposer une polarisation rectiligne de même orientation pour l'ensemble des faisceaux élémentaires dans le plan de filtrage.

Le principe de verrouillage des phases dans ce dispositif est le suivant. Les sorties des différents amplificateurs sont périodiquement distribuées dans un même plan comme sur la figure III.1 Les pertes sont minimales intra-cavité lorsque les champs issus des différents amplificateurs interfèrent pour former un pic intense à l'entrée de la fibre collectrice (FC). Ce cas de figure est obtenu lorsque les faisceaux élémentaires sont cophasés. La mise en cohérence des différents émetteurs est assurée par la fibre collectrice qui joue le rôle de filtre spatial. Le laser s'auto-organise pour osciller sur la structure de champ de moindres pertes correspondant ici à des émetteurs en phase pour laquelle la figure de diffraction comporte un

maximum d'intensité centré sur la fibre de collection. Concrètement, le laser multi-émetteurs sélectionne un ensemble de fréquences ou modes longitudinaux dont chacun conduit à produire une émission en phase qui minimise les pertes du filtrage spatial réalisé par la fibre collectrice. Ce jeu de fréquences évolue et s'auto-ajuste en permanence, par exemple pour faire face aux perturbations extérieures qui font fluctuer les longueurs optiques des différents trajets suivis par la lumière dans les différents bras du laser.

II. ANALYSE THEORIQUE DU SYSTEME D'AGENCEMENT PUPILLAIRE : INFLUENCE DES PRINCIPAUX PARAMETRES

Nous nous intéressons à présent à ce que nous définissons comme le système d'agencement pupillaire, autrement dit à la configuration géométrique des émetteurs en champ proche (plan P_1 défini sur la figure III.1). La disposition des faisceaux en champ proche détermine directement l'allure du champ lointain. Dans le plan P_1 , la distribution de champ est, de façon générale, constituée d'un ensemble de répartitions transversales gaussiennes $g_0(x,y)$ de rayon ω_0 (mesuré à $\frac{1}{e}$ en champ). Celle-ci est décrite par la fonction suivante :

$$f(x, y) = g_0(x, y) \otimes \llbracket \llbracket (x, y) \quad (3.1)$$

$$\text{avec } g_0(x, y) = \xi_0 \cdot e^{-\left(\frac{x^2+y^2}{\omega_0^2}\right)} \quad (3.2)$$

$$\text{et } \llbracket \llbracket (x, y) = \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^M \varepsilon_{i,k} \cdot \delta(x - x_i, y - y_k) \cdot e^{-j\phi_{i,k}} \quad (3.3)$$

sachant que \otimes désigne l'opération de produit de convolution, $(N.M)$ est le nombre d'émetteurs (N suivant Ox et M suivant Oy), $\xi_0 \cdot \varepsilon_{i,k}$ et $\phi_{i,k}$ représentent respectivement l'amplitude et la phase de chaque faisceau élémentaire d'indice (i,k) , $\delta(x-x_i, y-y_k)$ est un Dirac centré en (x_i, y_k) .

Nous nous intéressons par la suite à une distribution périodique des émetteurs selon une maille rectangulaire que nous pouvons retranscrire de la façon suivante :

$$f(x, y) = g_0(x, y) * \sum_{i=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} \sum_{k=-\frac{M}{2}}^{\frac{M}{2}-1} \delta\left(x - \left(i + \frac{1}{2}\right) \cdot p_x, y - \left(k + \frac{1}{2}\right) \cdot p_y\right) \quad (3.4)$$

Les émetteurs sont périodiquement espacés de période p_x suivant Ox et p_y suivant Oy ; ils sont supposés en phase ($\phi_{i,k}=0$) et de poids identiques. L'expression de $f(x,y)$ est donnée pour un nombre pair d'émetteurs.

En champ lointain, la représentation transversale de champ est proportionnelle à la transformée de Fourier $F(N_x, N_y)$ de $f(x,y)$ où N_x et N_y désignent les fréquences spatiales associées à x' et y' avec x' et y' les coordonnées d'un point du champ lointain (figure III.1). Dans la configuration étudiée, le champ lointain est formé dans le plan focal P_2 de la lentille convergente L de distance focale f et les fréquences spatiales s' s'écrivent :

$$N_x = \frac{x'}{\lambda.f} \text{ et } N_y = \frac{y'}{\lambda.f} \quad (3.5)$$

On définit dans la suite du manuscrit l'éclairement comme le module du champ au carré. Avec l'expression de $f(x,y)$ donnée (3.4), l'éclairement E_{p2} dans le plan P_2 s'écrit:

$$E_{p2}(N_x, N_y) = |F(N_x, N_y)|^2 = G_0^2(N_x, N_y) \cdot \frac{\sin^2(\pi.N.p_x.N_x)}{\sin^2(\pi.p_x.N_x)} \cdot \frac{\sin^2(\pi.M.p_y.N_y)}{\sin^2(\pi.p_y.N_y)} \quad (3.6)$$

où $G_0(N_x, N_y)$ est la transformée de Fourier de $g_0(x,y)$ donnée par la relation suivante :

$$G_0(N_x, N_y) = \xi_0 \cdot \pi \cdot \omega_0^2 \cdot e^{-\pi^2 \cdot \omega_0^2 \cdot (N_x^2 + N_y^2)} \quad (3.7)$$

La figure III.2 est une représentation des éclaircements en champs proche et lointain dans le cas de 4 émetteurs en ligne délivrant la même puissance. De façon générale, la puissance crête du champ évolue comme le carré du nombre d'émetteurs. En effet :

$$|F(N_x = 0, N_y = 0)|^2 = \pi^2 \cdot \omega_0^4 \cdot N^2 \cdot M^2 \cdot \xi_0 \quad (3.8)$$

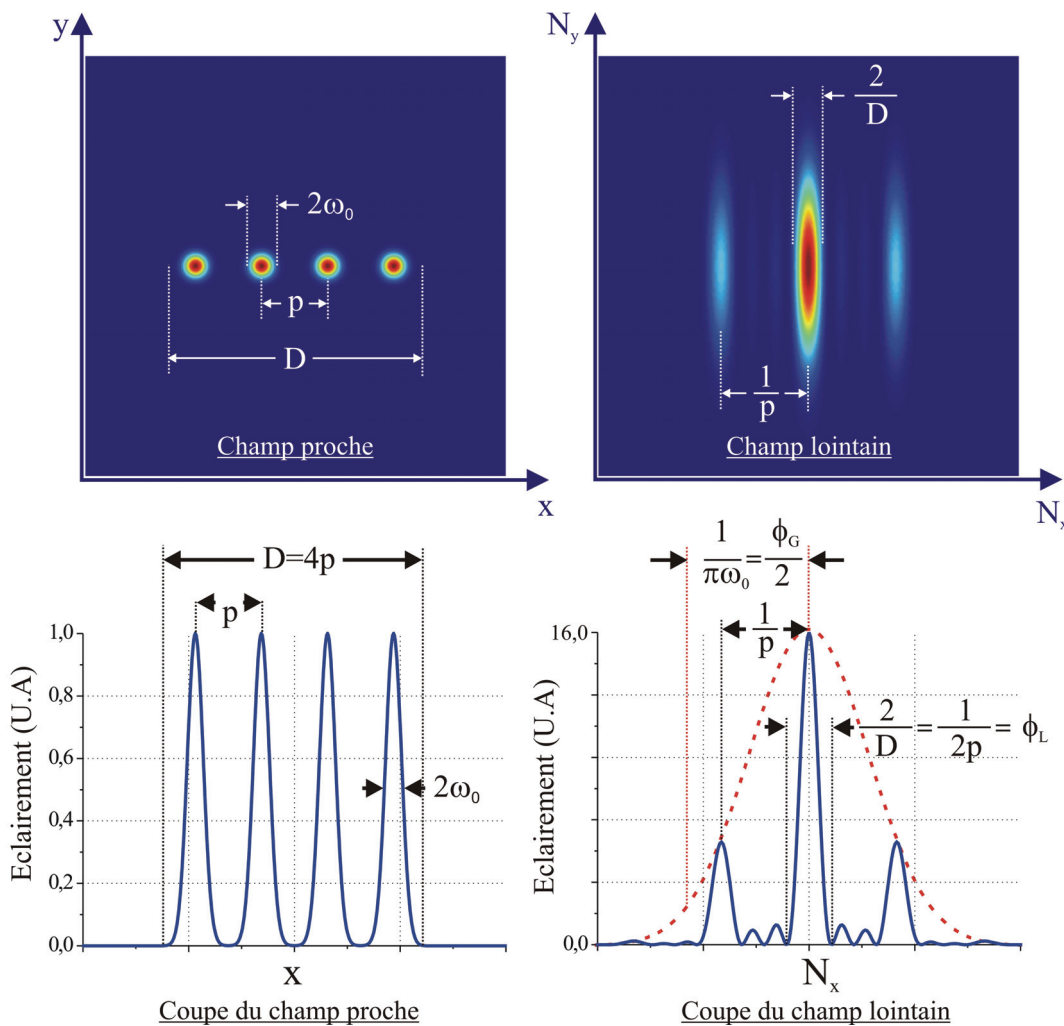


Figure III.2 : Eclaircements des champs proche et lointain dans le cas de 4 émetteurs en ligne cophasés

Ce sont à la fois le diamètre ω_0 des faisceaux élémentaires de même poids, le pas p du réseau de sources et l'extension totale D en champ proche qui vont déterminer l'allure du champ lointain. Comme l'illustre la figure III.2, le champ lointain est constitué d'un ensemble de lobes principaux répartis périodiquement tous les $1/p$. La dimension ϕ_L de ces lobes est imposée par la largeur totale D du champ proche. Le nombre de ces pics en champ lointain est donné par la taille de l'enveloppe gaussienne ($\frac{2}{\pi \cdot \omega_0}$ mesurée à $1/e$ en champ) et par la périodicité des pics. Il est égale à $\frac{2 \cdot p}{\pi \cdot \omega_0}$. En agissant sur les paramètres p et ω_0 en champ proche, on peut réduire ce nombre de pics pour concentrer la majeure partie de la puissance dans le lobe central de la figure d'interférence et maximiser la brillance de la source. La grandeur $\frac{\omega_0}{p}$ fait apparaître la notion de taux de remplissage en champ proche. La définition et l'influence de ce paramètre seront abordées plus en détail dans la partie suivante.

II.1. CARACTERISATION DU CHAMP LOINTAIN

Nous venons de voir quels sont les paramètres en champ proche qui influent sur l'allure du champ lointain. Nous allons à présent nous intéresser aux différentes façons d'évaluer la qualité du faisceau recombinaison. Trois critères d'évaluation seront décrits dans les paragraphes suivants : le rapport de Strehl, un paramètre que nous appellerons K comparant les puissances sur l'axe moyen de propagation des faisceaux combinés obtenus dans le cas de combinaisons cohérente et incohérente et enfin le taux de combinaison η .

II.1.1. Le rapport de Strehl

Introduit en 1902 par Strehl, il est égal au rapport entre l'éclairement sur l'axe en champ lointain de la pupille à tester et celui d'une pupille de même dimension, traversée par le même flux, mais de champ uniforme en phase (Figure III.3). Dans le cas qui nous concerne, les faisceaux à combiner sont gaussiens ; il est donc préférable d'étudier le rapport de Strehl à partir d'une référence gaussienne. La répartition transversale de champ décrivant cette gaussienne est :

$$g_{0r}(x, y) = \xi_{0r} \cdot e^{-\left(\frac{x^2 + y^2}{\omega_{0r}^2}\right)} \quad (3.9)$$

où ξ_{0r} et ω_{0r} désignent respectivement l'amplitude et le rayon mesuré à $1/e$ en champ. L'éclairement dans le plan P_2 (champ lointain) correspondant à cette référence s'écrit alors :

$$\left|G_{0r}(N_x, N_y)\right|^2 = \pi^2 \cdot \omega_{0r}^4 \cdot \xi_{0r}^2 \cdot e^{-2 \cdot \pi^2 \cdot \omega_{0r}^2 (N_x^2 + N_y^2)} \quad (3.10)$$

Le rapport de Strehl est alors donné par la relation suivante :

$$S = \frac{\left|F(N_x = 0, N_y = 0)\right|^2}{\left|G_{0r}(N_x = 0, N_y = 0)\right|^2} \quad (3.11)$$

$F(N_x, N_y)$ étant la répartition transversale de champ résultant de la superposition des (N.M) faisceaux élémentaires. Dans la situation idéale où tous les faisceaux élémentaires sont en phase, cette expression devient :

$$S = \frac{\xi_0^2 \cdot (N.M)^2 \cdot \omega_0^4}{\xi_{0r}^2 \cdot \omega_{0r}^4} \quad (3.12)$$

Pour exprimer le rapport $\frac{\xi_0^2}{\xi_{0r}^2}$, on utilise le fait que la puissance P_r transportée par la gaussienne de référence est identique à la somme des puissances contenues dans les (N.M) gaussiennes élémentaires soit :

$$P_r = (N.M) \cdot P_0 \quad (3.13)$$

Or :

$$P_0 = \frac{\varepsilon_0 \cdot c}{2} \xi_0^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2 \left(\frac{x^2 + y^2}{\omega_0^2} \right)} dx \cdot dy = \frac{\varepsilon_0 \cdot c}{4} \cdot \xi_0^2 \cdot \pi \cdot \omega_0^2 \quad (3.14)$$

où ε_0 et c représentent respectivement la permittivité du vide et la vitesse de propagation de la lumière.

De même :

$$P_r = \frac{\varepsilon_0 \cdot c}{4} \cdot \xi_r^2 \cdot \pi \cdot \omega_r^2 \quad (3.15)$$

De ce fait :

$$\frac{\xi_0^2}{\xi_{0r}^2} = \frac{1}{N.M} \cdot \frac{\omega_{0r}^2}{\omega_0^2} \quad (3.16)$$

ce qui donne pour l'expression de rapport de Strehl :

$$S = N.M. \frac{\pi.\omega_0^2}{\pi.\omega_{0r}^2} \quad (3.17)$$

On retiendra que dans le cas d'émetteurs cophasés, d'amplitudes identiques, le rapport de Strehl est égal au taux de remplissage. Il traduit le degré de similitude entre un faisceau unique, uniphase, de profil d'amplitude continue avec le réseau de faisceaux délimité par la même pupille et de puissance globale équivalente. Par la suite, nous serons amenés à considérer principalement des réseaux de faisceaux en ligne et par commodité nous définissons le taux de remplissage τ comme le rapport $\tau = \frac{2.\omega_0}{p}$ où p est le pas du réseau de

sources. Dans le cas où les faisceaux ne présentent pas des phases identiques, le rapport de Strehl S_{err} est relié à celui que l'on vient d'explicitier correspondant au cas d'émetteurs en phase (S) par la relation suivante [DEM. 06b] :

$$S_{err} = S. \left(e^{-\tau_\phi^2} + \frac{1 - e^{-\tau_\phi^2}}{N.M} \right) \quad (3.18)$$

où τ_ϕ représente l'écart type des erreurs de phase autour d'une valeur moyenne nulle. Ainsi, le rapport de Strehl peut quantifier les conséquences de défauts de phase en champ proche sur l'éclairement en champ lointain sur l'axe moyen de propagation. Cet éclairement sera appelé par la suite puissance crête \hat{P} .

$$S = \frac{P_{signal}}{P_{référence}} \quad (3.19)$$

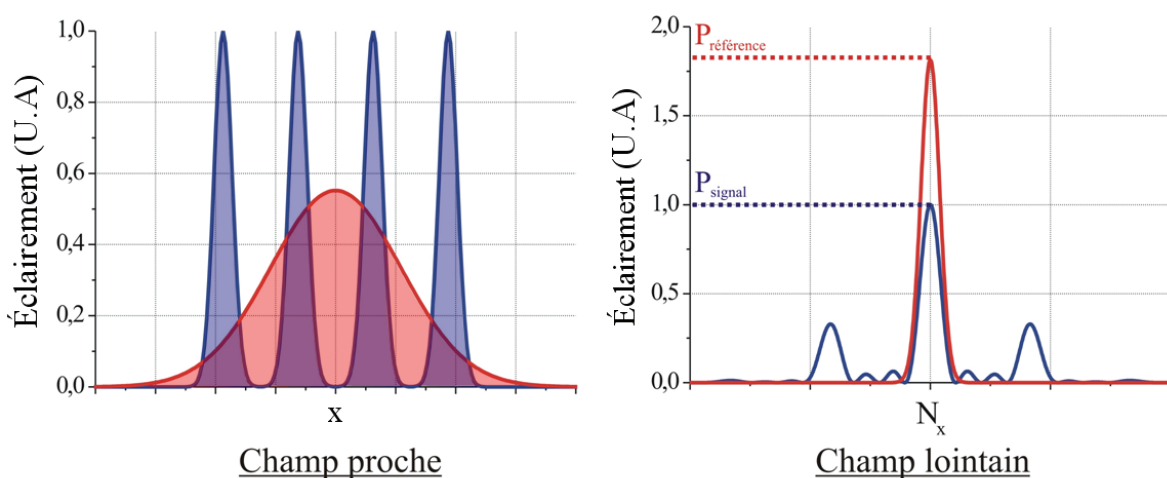


Figure III.3 : Illustration du rapport de Strehl calculé pour un éclairement en champ lointain résultant de la superposition de 4 gaussiennes en phase périodiquement espacées (bleu) comparé au champ lointain d'une gaussienne (rouge) référence d'encombrement total équivalent

II.1.2. Le paramètre K : rapport des puissances crêtes résultant de combinaisons cohérente et incohérente

On définit un paramètre K comme le rapport des puissances relevées sur l'axe moyen de propagation (puissances crêtes) en champ lointain résultant de combinaisons cohérente (\hat{P}_{coh}) et incohérente (\hat{P}_{incoh}).

$$K = \frac{\hat{P}_{coh}}{\hat{P}_{incoh}} = \frac{|F(N_x = 0, N_y = 0)|^2}{N.M. |G_0(N_x = 0, N_y = 0)|^2} \quad (3.20)$$

où $|F(N_x, N_y)|^2$ et $|G_0(N_x, N_y)|^2$ sont définies par les relations (3.6) et (3.7).

La combinaison incohérente consiste à réaliser la somme incohérente de N faisceaux amplifiés en parallèle. La puissance résultante est donc la somme des puissances des N faisceaux élémentaires et la puissance crête évolue comme le nombre d'émetteurs mis en jeu.

A contrario, dans le cas de la combinaison cohérente, la somme des champs de même phase produit un éclairement dont la valeur maximale évolue comme le carré du nombre d'émetteurs (relation 3.8).

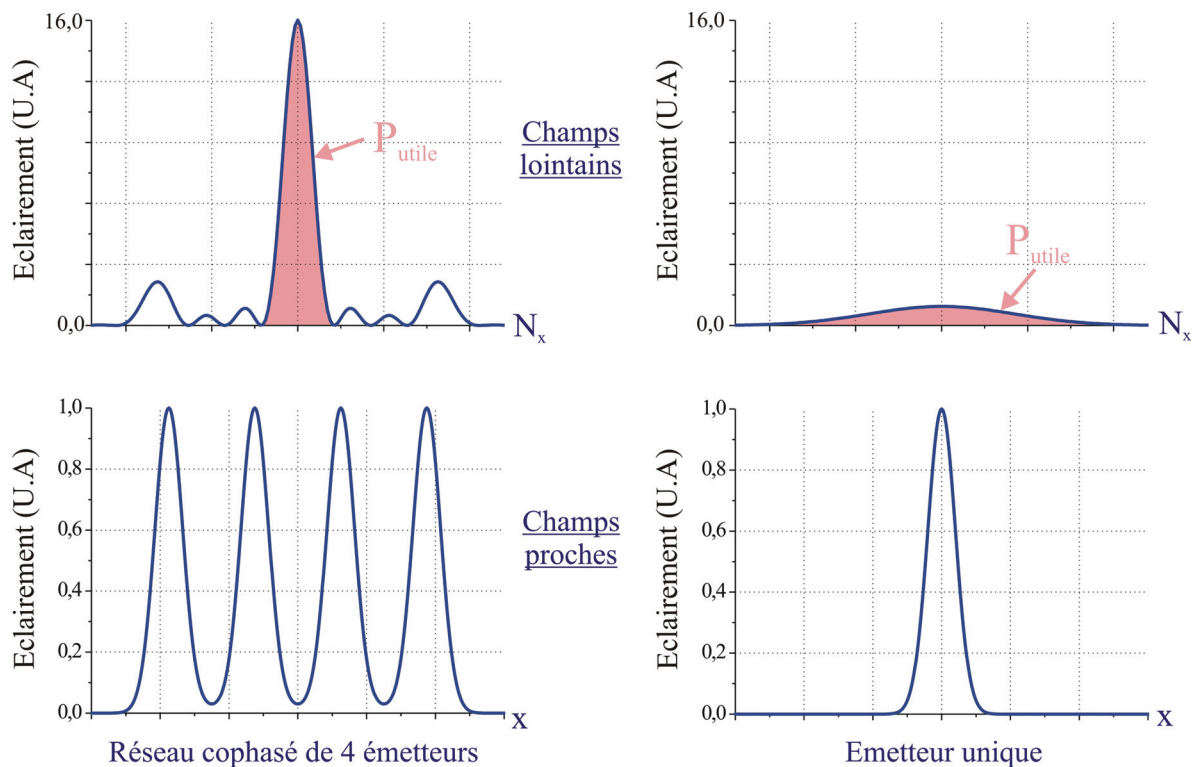


Figure III.4 : Illustration du paramètre K

Si le rapport de Strehl utilise comme référence un faisceau unique uniphase d'encombrement D, le rapport K a pour référence les N.M faisceaux élémentaires non corrélés (figure III.4). Ce rapport donne le gain en terme de puissance crête de la combinaison cohérente.

II.1.3. Le taux de combinaison

Nous définissons le taux de combinaison η comme la fraction de puissance utile concentrée dans le lobe central par rapport à la puissance totale contenue dans toute la figure de diffraction comme le montre la figure III.5.

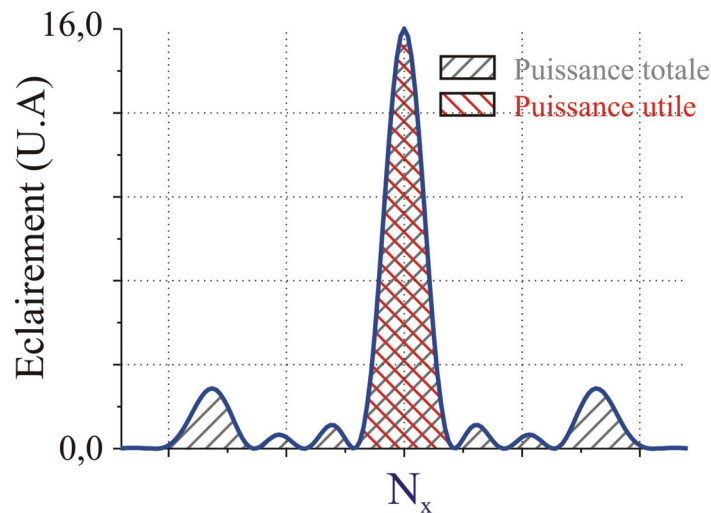


Figure III.5 : Illustration du taux de combinaison

$$\eta = \frac{P_{\text{lobe central}}}{P_{\text{totale}}} = \frac{\int_{|N_x| \leq \frac{1}{p}} \int_{|N_y| \leq \frac{1}{p}} |F(N_x, N_y)|^2 dx.dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |F(N_x, N_y)|^2 dx.dy} \quad (3.21)$$

Ce critère permet au final d'évaluer le rendement optique de la combinaison. C'est l'outil que nous utiliserons le plus fréquemment pour quantifier la qualité des résultats obtenus, aussi bien théoriques que pratiques.

II.2. L'APODISATION

L'apodisation est un procédé optique consistant à atténuer partiellement et localement l'amplitude d'une onde lumineuse sans en changer le front d'onde afin de supprimer les effets

de bord. Cela revient à jouer sur le facteur $\varepsilon_{i,k}$ de la relation (3.3) énoncée précédemment. Dans notre cas de figure, une apodisation en champ proche a des conséquences intéressantes sur le profil du champ lointain. En effet, ce procédé permet d'atténuer les lobes parasites présents entre le lobe principal et les lobes principaux latéraux comme l'illustre la figure III.6. L'enveloppe rectangulaire de ce même champ proche étant remplacée par une enveloppe gaussienne, les modulations liées aux fronts raides de l'enveloppe sont éliminés. Il est à noter que les profils sont à chaque fois normalisés sur les tracés de la figure III.6. On peut y voir quatre coupes de champs proches pour quatre degrés d'apodisation différents et à côté les champs lointains correspondants. La coupe du champ lointain 4 confirme qu'il est possible de supprimer totalement les lobes indésirables si l'apodisation du champ proche est correctement choisie (enveloppe gaussienne). Cependant, cet effet se traduit inévitablement par une diminution de la puissance combinée puisque les faisceaux périphériques en champ proche ont une contribution amoindrie : leur puissance crête ne représente que 20% de celle des faisceaux situés au centre du réseau.

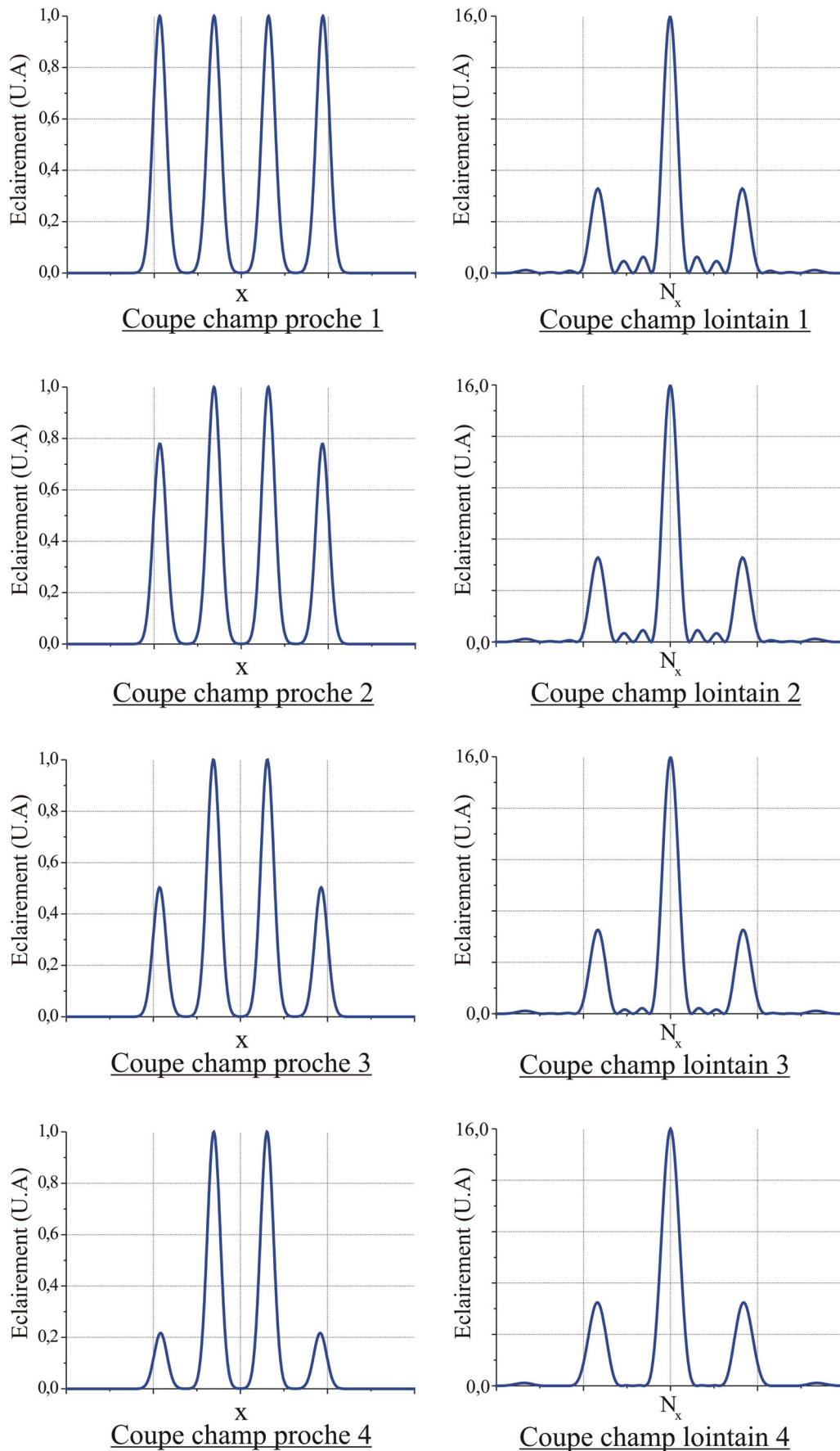


Figure III.6 : Eclairments en champ proche et lointain pour différents degres d'apodisation

II.3. TAUX DE REMPLISSAGE

Le taux de remplissage en champ proche est fixé par la proximité des faisceaux élémentaires entre eux. Nous définissons ce taux de remplissage par $\tau = \frac{2\omega_0}{p}$ où ω_0 est le rayon d'un faisceau élémentaire et p le pas entre chacun des faisceaux (figure III.2). Comme nous venons de le voir sur la figure III.2, ce paramètre influe directement sur l'allure du champ lointain étant donné que c'est lui qui fixe le nombre de lobes principaux latéraux présents sur la figure de diffraction. Dans notre cas, il est important de concentrer un maximum d'énergie dans le lobe central du champ lointain tout en minimisant le poids des lobes secondaires indésirables ; ces lobes représentent autant de pertes sur le taux de combinaison η déjà défini. Voilà pourquoi nous devons faire tendre le taux de remplissage τ vers 1 en regroupant le plus proche possible tous les faisceaux élémentaires. Pour illustrer cela, la figure III.7 présente des calculs numériques de champs lointains pour trois champs proches dont les taux de remplissage varient. La configuration choisie est une géométrie en ligne de quatre faisceaux gaussiens proche de celle qui sera utilisée ultérieurement lors des expérimentations.

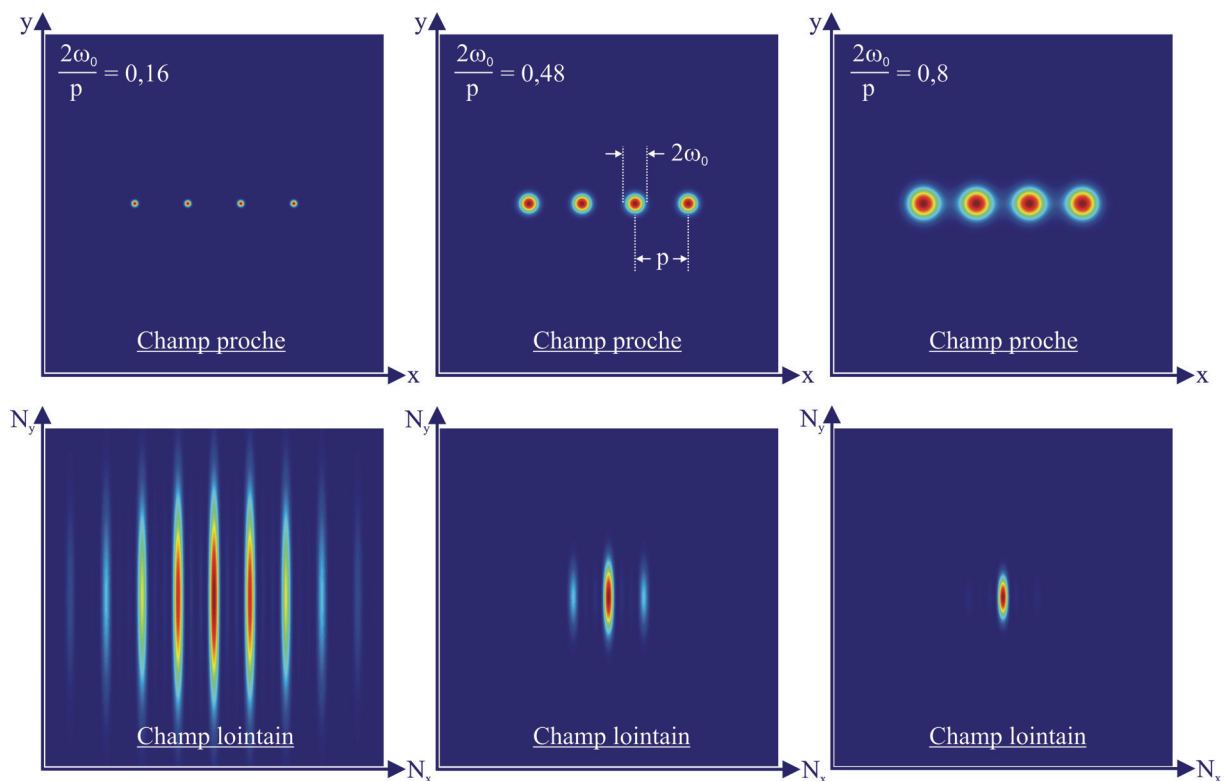


Figure III.7 : Evolution de l'allure du champ lointain pour différents taux de remplissage en champ proche d'un réseau en ligne de 4 faisceaux en phase

Comme décrit précédemment, un mauvais taux de remplissage de 16% privilégie la présence de très nombreux lobes secondaires en champ lointain. La puissance contenue dans le lobe central n'est alors qu'un faible pourcentage (19%) de la puissance contenue dans l'ensemble de la tache de diffraction. En revanche, l'augmentation du taux de remplissage à 48% puis 80% tend à éliminer la quasi totalité des lobes latéraux. La proportion de puissance dans le lobe central atteint dans ce dernier cas 85%.

Une fois ce principe validé à 1 dimension, nous nous sommes placés dans une configuration matricielle à 2 dimensions. Deux configurations ont été étudiées analytiquement ; une matrice carrée et une matrice hexagonale à motifs triangulaires (figure III.8).

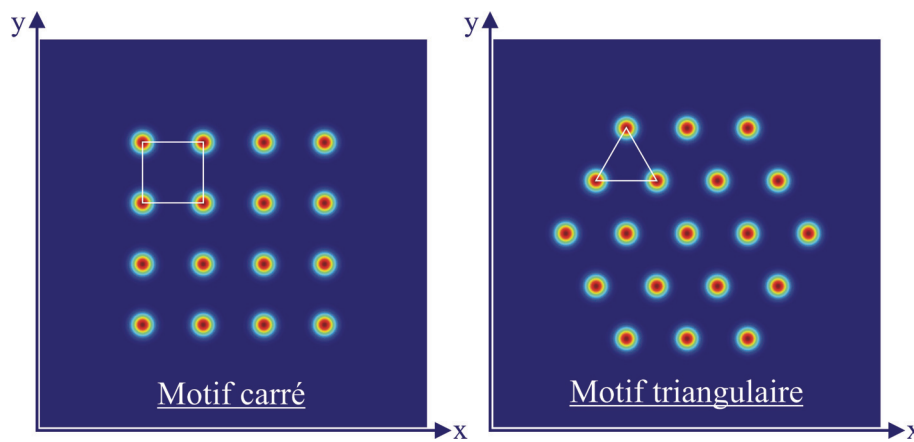


Figure III.8 : Motifs envisageables pour des matrices à deux dimensions

Pour les mêmes valeurs de pas et de diamètre de faisceaux que dans la configuration à une dimension, nous avons tracé à nouveau les champs proches et champs lointains correspondants (figures III.9 et III.10). L'évolution du nombre de lobes satellites autour du lobe principal reste naturellement identique au cas à une dimension. Néanmoins, nous avons voulu connaître plus en détail l'évolution exacte de la proportion d'énergie dans le lobe central (ou taux de combinaison) afin de déterminer quelle est la configuration la plus avantageuse. Nous avons donc tracé figure III.11 l'évolution du taux de combinaison en fonction du taux de remplissage en champ proche pour ces deux arrangements géométriques.

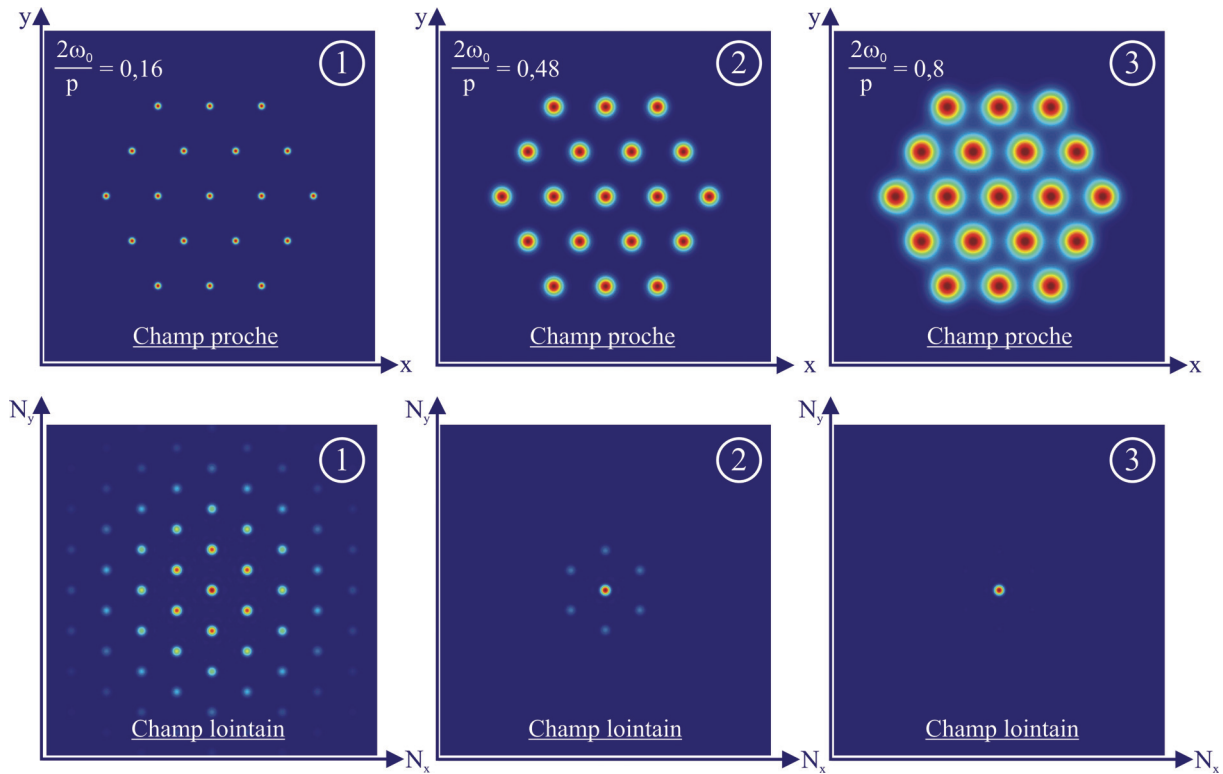


Figure III.9 : Evolution de l'allure du champ lointain pour différents taux de remplissage en champ proche d'une matrice à maille triangulaire de 19 émetteurs

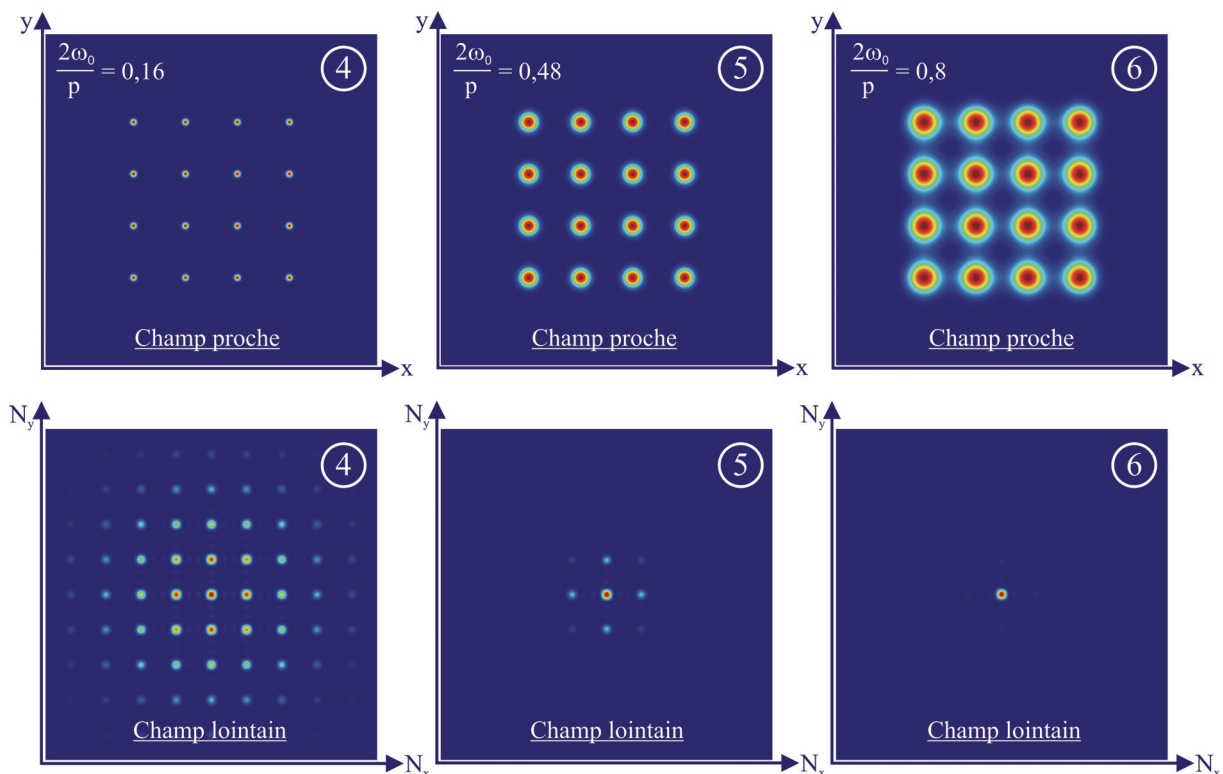


Figure III.10 : Evolution de l'allure du champ lointain pour différents taux de remplissage en champ proche d'une matrice à maille carrée de 16 émetteurs

La courbe en bleu représente l'évolution pour le motif triangulaire à 19 émetteurs et la courbe en rouge pour le motif carré à 16 émetteurs. Pour chacune des configurations, les résultats illustrés sur les figures III.9 et III.10 sont repérés par leur numéro.

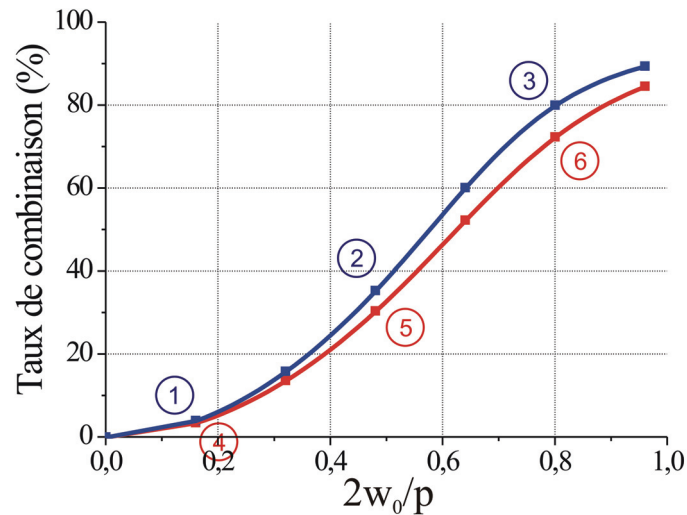


Figure III.11 : Evolution du taux de combinaison en fonction du taux de remplissage en champ proche

Il apparaît clairement sur le graphique que le motif triangulaire est légèrement plus avantageux que le motif carré ce qui signifie que nous pourrions concentrer plus de puissance dans le lobe central de la figure de diffraction en configuration triangulaire qu'en configuration carrée pour un même nombre d'émetteurs. Ce résultat est tout à fait logique compte tenu des explications précédentes. La géométrie hexagonale compacte est l'arrangement pour lequel il est possible d'agencer un maximum de faisceaux dans une surface minimum comme son nom l'indique.

Technologiquement, il est donc indispensable de maximiser le rapport diamètre de faisceau sur pas p en champ proche. Le diamètre de gaine typique des fibres utilisées étant de $125\mu\text{m}$ nous ne pouvons pas rapprocher les axes des fibres en dessous de cette distance. Compte tenu du diamètre de mode d'approximativement $7\mu\text{m}$ en sortie de fibre, le taux de remplissage ne dépasse pas 6% dans cette configuration. Il est donc impératif de collimater les faisceaux issus de chaque fibre. La distance inter-fibre est alors conservée tout en augmentant le diamètre du faisceau de sortie par rapport à celui dans le plan des fibres. Cette collimation a aussi l'avantage de diminuer la divergence des faisceaux issus des fibres. Deux techniques d'expansion de faisceaux seront décrites dans le paragraphe suivant.

II.4. EXPANSION DES FAISCEAUX EN SORTIE DES AMPLIFICATEURS

Nous décrivons dans ce paragraphe deux techniques d'expansion de faisceaux :

- une expansion guidée entièrement fibrée,
- une expansion en espace libre basée sur l'association d'une matrice de fibres et d'une matrice de micro-lentilles.

II.4.1. Expansion guidée

Cette première méthode basée sur l'expansion guidée du faisceau consiste à laisser le faisceau s'étaler dans un tronçon de fibre à gradient d'indice parabolique fusionné à la fibre d'entrée ; on parle alors de fibre lentillée. Pour une fibre d'entrée monomode standard type SMF 28, le mode de $7\mu\text{m}$ de diamètre en sortie de fibre subit une expansion progressive sur quelques millimètres pour atteindre un diamètre allant jusqu'à $70\mu\text{m}$ avec un front d'onde plan en sortie de fibre lentillée tout en conservant le même diamètre externe de guide ($125\mu\text{m}$ pour une fibre standard) (figure III.12).

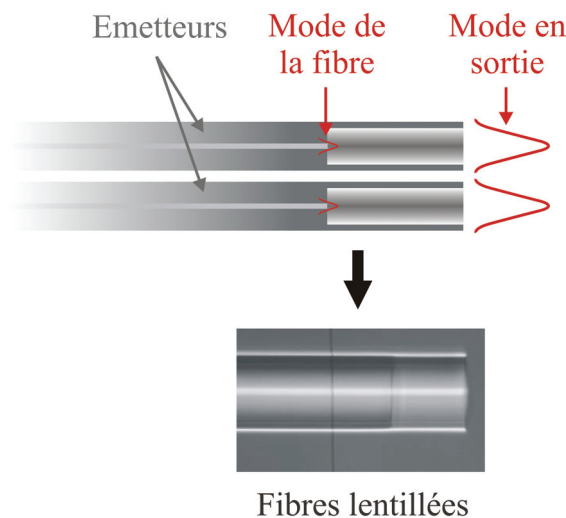


Figure III.12 : Principe de l'expansion guidée

Il est donc possible, dans le meilleur des cas, d'atteindre un taux de remplissage de $\frac{2 \cdot \omega_0}{p} = \frac{70\mu\text{m}}{125\mu\text{m}} = 56\%$ comme l'illustre la figure III.13. Expérimentalement, ce type de configuration est assez simple à mettre en œuvre étant donné que le système de collimation est entièrement fibré.

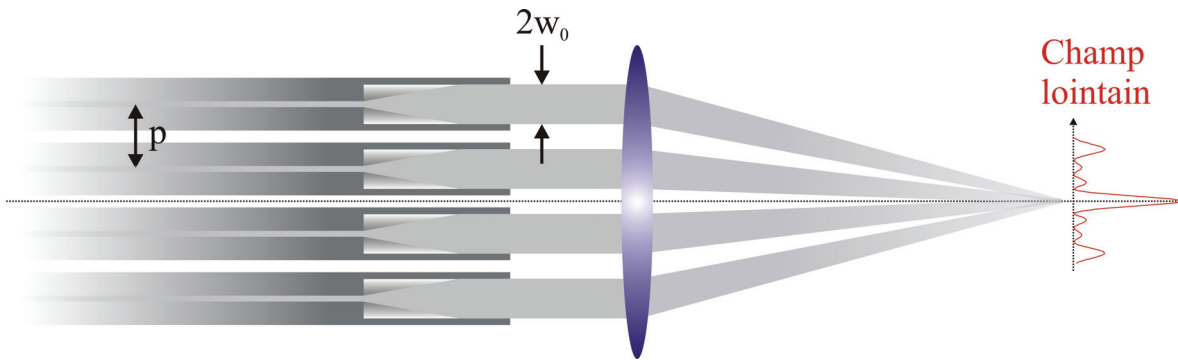


Figure III.13 : Taux de remplissage en expansion guidée

II.4.2. Expansion en espace libre

Cette technique d'expansion en espace libre est basée sur l'association de deux composants : un réseau de fibres disposées suivant 1 ou 2 dimensions associé à une matrice de micro-lentilles. Dans ce cas, l'expansion du faisceau se fait de manière classique, en espace libre par diffraction. Le plan de sortie des fibres disposées en réseau coïncide avec le plan focal objet de la matrice de micro-lentilles afin d'obtenir en sortie un ensemble de faisceaux collimatés (figure III.14).

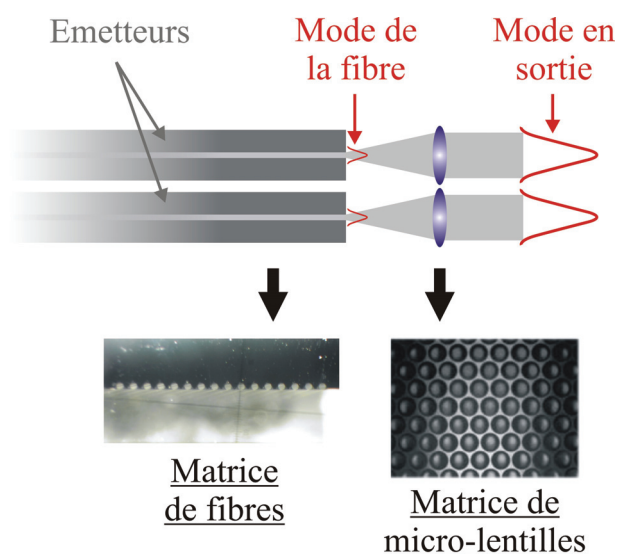


Figure III.14 : Principe de l'expansion en espace libre

Contrairement au cas précédent exploitant l'expansion guidée dans une fibre, le taux de remplissage résultant de l'association matrice de fibres/matrice de lentilles n'est pas figé. Il peut être optimisé en adaptant correctement la focale des lentilles utilisées à l'ouverture numérique des fibres constituant la matrice. Si l'on considère les caractéristiques suivantes proposées dans le commerce à savoir :

- un réseau de fibres de diamètre de cœur égal à $5\ \mu\text{m}$ et possédant une ouverture numérique de 0,12,
- un réseau de micro-lentilles possédant une distance focale de $800\ \mu\text{m}$ et espacées entre elles de $250\ \mu\text{m}$, il est possible d'atteindre un taux de remplissage $\frac{2 \cdot \omega_0}{p} = 80\%$, par conséquent bien meilleur que dans le cas d'une expansion guidée (figure III.15).

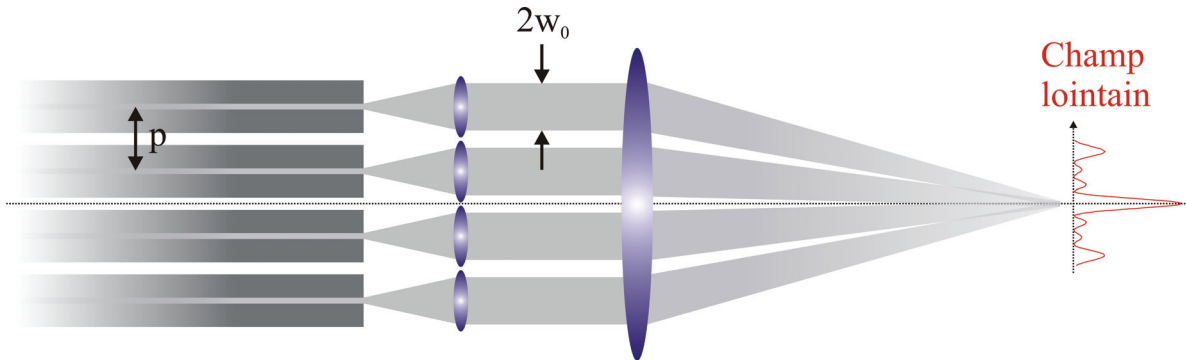


Figure III.15 : Taux de remplissage avec une expansion en espace libre

Toutefois, ces deux méthodes sont à la merci d'erreurs de pointé pouvant rapidement dégrader la figure d'interférence en champ lointain et donc le taux de combinaison comme nous allons le voir dans le paragraphe qui suit.

II.5. ERREUR DE POINTE

La configuration laser que nous exploitons et qui a été illustrée figure III.1 affiche le spectre de fréquences spatiales sur la voie de rétroaction par l'intermédiaire de la lentille L. Afin d'obtenir en champ lointain la figure de diffraction recherchée, tous les faisceaux en champ proche doivent être parfaitement parallèles entre eux. Dans le cas contraire, on parle d'erreur de pointé des faisceaux élémentaires.

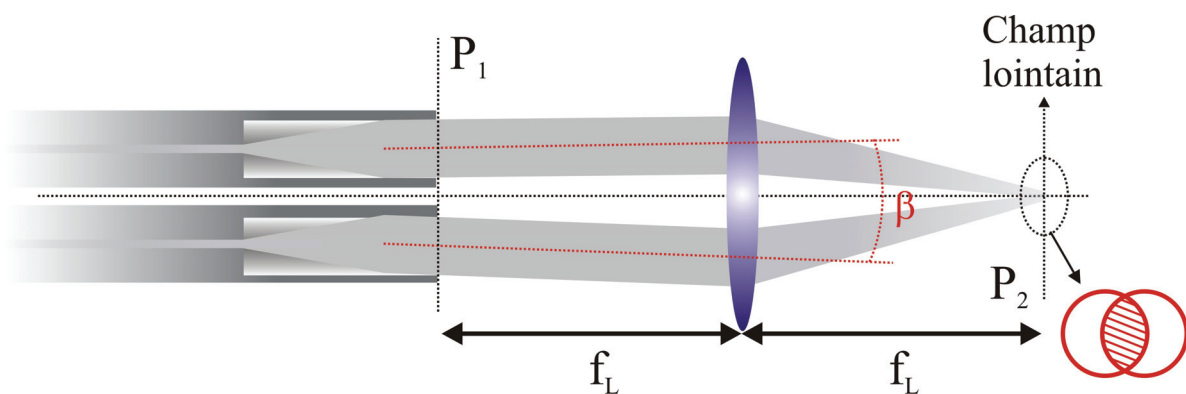


Figure III.16 : Illustration de l'erreur de pointé en expansion guidée

Dans le cas d'une expansion guidée utilisant des fibres lentillées, ce défaut est directement lié à la fabrication du composant lui-même. L'erreur de pointé β apparaît si les axes optiques de la fibre monomode et du tronçon à gradient d'indice ne sont pas correctement alignés (figure III.16). Les données caractéristiques du produit fourni par la société Yenista indique que l'erreur de pointé β maximale du faisceau peut atteindre $\pm 2^\circ$ en sortie de fibre lentillée. Par conséquent, nous serons contraints en pratique d'ajuster chacune des fibres lentillées sur son support afin de maximiser le recouvrement des spots en champ lointain. Cependant, comme nous le verrons plus tard expérimentalement, les erreurs de pointé mesurées sont minimales et donc peu handicapantes. Ce défaut peut devenir rédhibitoire dans le cas d'un assemblage de type « bundle » pour lequel l'orientation des fibres est figée.

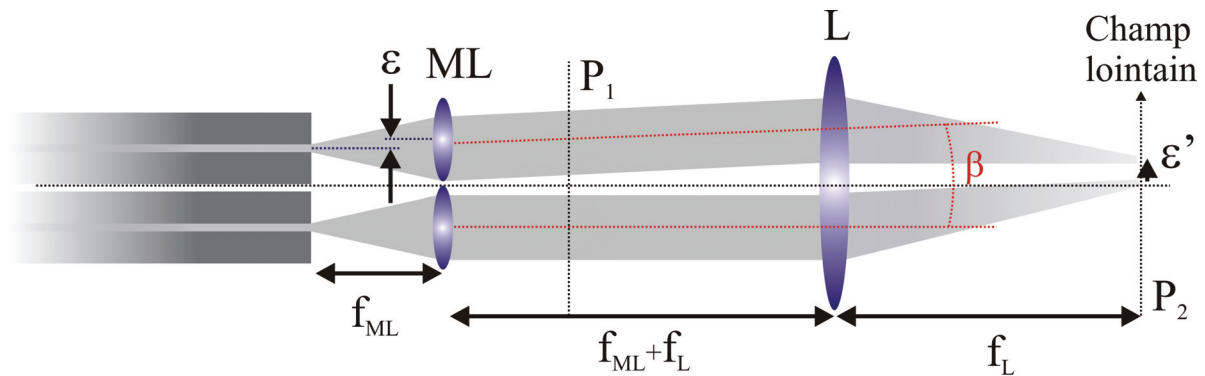


Figure III.17 : Illustration de l'erreur de pointé dans le cas d'expansion en espace libre

Le problème posé est le même pour une expansion en espace libre. C'est cette fois-ci chaque fibre composant le réseau qui doit être correctement alignées avec chacun des axes optiques des micro-lentilles. Plusieurs conditions doivent donc être réunies pour assurer un bon recouvrement des faisceaux en champ lointain. Tout d'abord, les fibres disposées en réseau doivent être parfaitement parallèles entre elles. De plus, leur périodicité doit être rigoureusement égale à celle des lentilles. Par ailleurs les axes des fibres et des lentilles doivent aussi être très précisément alignés (figure III.17). Une erreur d'alignement ϵ entre l'axe d'une fibre et d'une micro-lentille induit une translation ϵ' de la tache de diffraction en champ lointain vérifiant :

$$\epsilon' = \frac{f_L}{f_{ML}} \cdot \epsilon \quad (3.22)$$

où f_L et f_{ML} sont respectivement les focales de la lentille affichant le spectre de fréquences spatiales et des micro-lentilles. Cette erreur de positionnement est à comparer au

diamètre ϕ' de chaque tache focale en champ lointain produite par chaque faisceau élémentaire :

$$\phi' = \frac{f_L}{f_{ML}} \cdot \phi \quad (3.23)$$

soit :

$$\frac{\varepsilon'}{\phi'} = \frac{\varepsilon}{\phi} \quad (3.24)$$

où ϕ est le diamètre des modes des fibres.

Le fabricant annonce une tolérance inférieure à 1% sur le pas p de la matrice de fibre et de 0,2% sur la matrice de microlentille. Une erreur d'alignement de $\varepsilon = 0,01.p$ conduit à une translation de la tache focale de la moitié de son diamètre ($\frac{\varepsilon'}{\phi'} = \frac{0,01.p}{\phi}$). Il apparaît indispensable que cette tolérance soit respectée voire même plus faible pour assurer un bon recouvrement des spots en champ lointain.

II.6. DISTRIBUTION APERIODIQUE DES EMETTEURS

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que le parallélisme des faisceaux en champ proche était un paramètre à ne pas négliger sous peine de dégrader très fortement le taux de combinaison. Par contre, la périodicité de ces mêmes faisceaux en champ proche ne constitue pas un point critique comme l'illustre les représentations issues des simulations numériques qui suivent. La figure III.18 montre le champ proche (image et profil) pour une distribution périodique de 4 émetteurs en ligne et le champ lointain correspondant (image et profil). Les résultats obtenus dans les mêmes conditions mais pour une distribution aperiodique sont représentés sur la figure III.19.

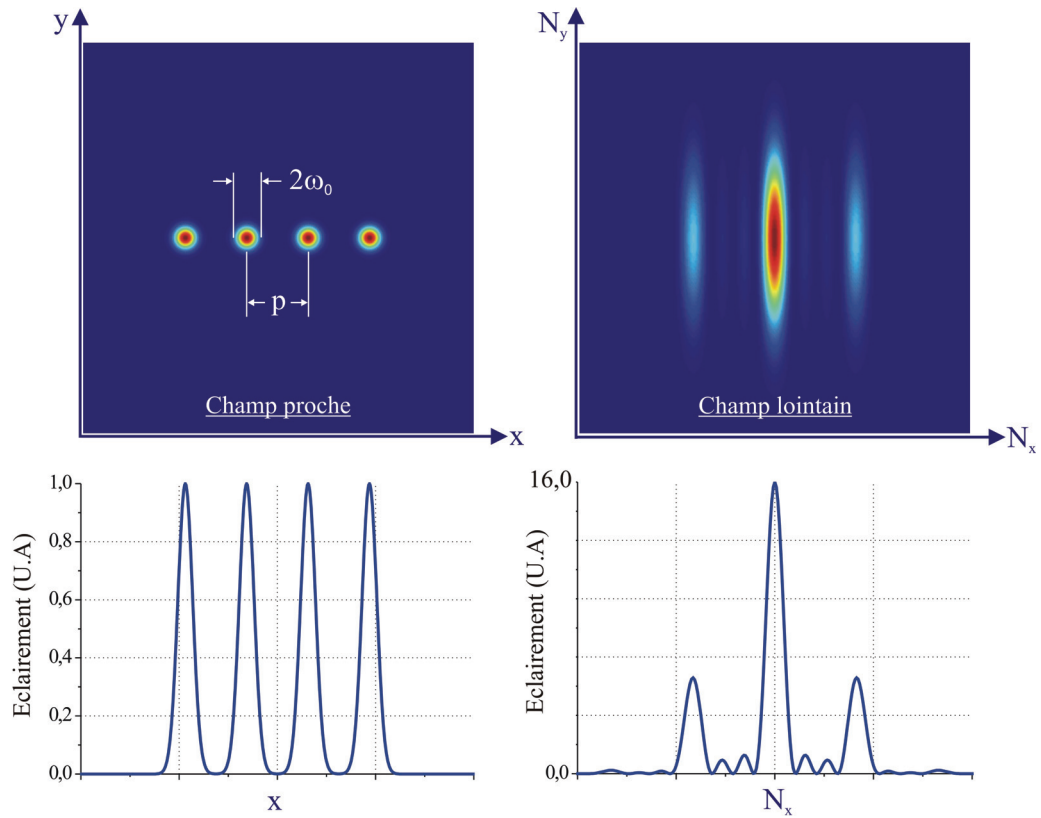


Figure III.18 : Champ proche et champ lointain simulés pour une distribution périodique de 4 émetteurs en ligne

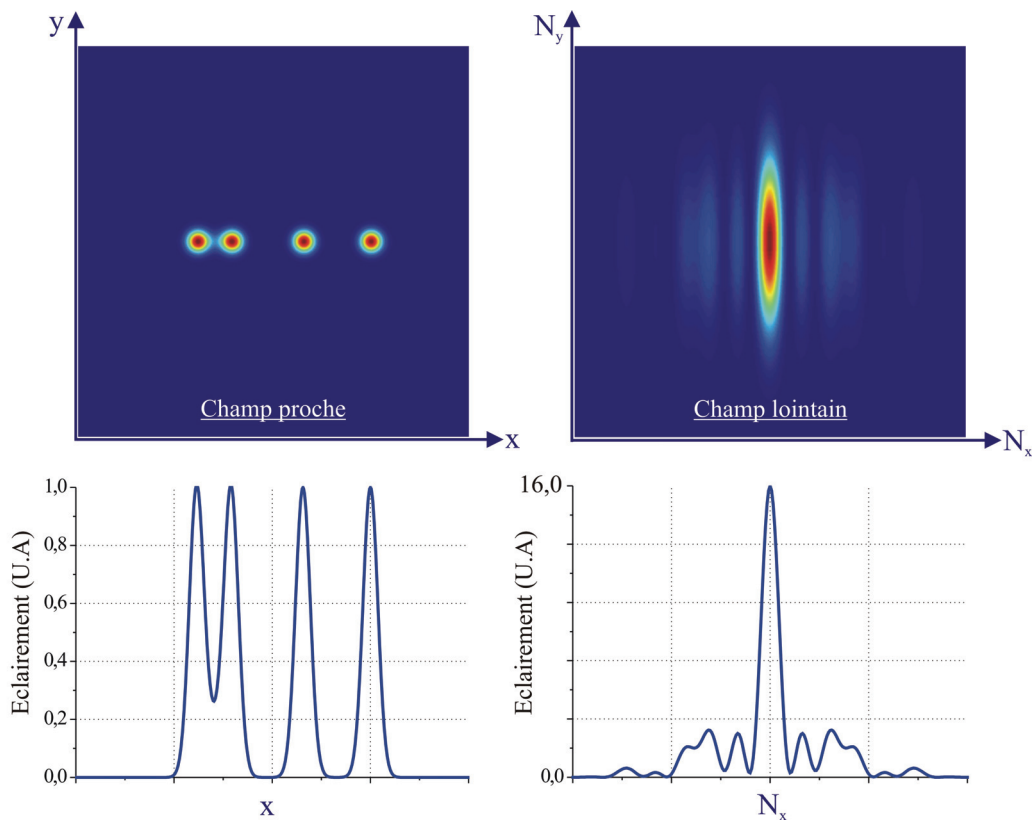


Figure III.19 : Champs proche et champ lointain simulés pour un exemple de distribution aperiodique de 4 émetteurs en ligne

En comparant les deux champs lointains, et particulièrement les profils, on remarque la dissimilitude des éclaircissements en champ lointain. Toutefois, la proportion de puissance présente dans le lobe central de la figure de diffraction reste inchangée. Les taux de combinaison calculés sont identiques pour les deux cas, autour de 57%. En effet, l'apériodicité des faisceaux en champ proche influe sur la distribution de l'énergie uniquement au niveau des lobes satellites présents de part et d'autre du lobe central. L'énergie contenue dans ces lobes latéraux n'étant pas exploitable, ce bouleversement énergétique est sans conséquence. La puissance utile présente dans le lobe central étant peu affectée par des erreurs de positionnement transversal des émetteurs, nous ne chercherons donc pas à réaliser un ajustement très précis de cette distribution périodique lorsque nous utiliserons des sorties de fibres lentillées. Toutefois, dans le cas d'une association fibre/micro-lentille comme nous l'avons vu précédemment, la régularité du positionnement des fibres est alors critique vis-à-vis de la matrice de lentilles.

En conclusion, l'analyse de ces deux techniques d'expansion de faisceau nous amène plutôt à privilégier l'expansion en espace libre compte tenu du très bon taux de remplissage que cette méthode confère. Dans les deux cas, les tolérances fournies par les constructeurs sur les composants que nous serions amenés à utiliser (fibres lentillées, matrices de lentilles et de fibres) satisfont nos exigences destinées à assurer un bon recouvrement des faisceaux en champ lointain. De plus, le coût à l'achat de tels composants est à peu près équivalent. Le choix entre les deux techniques d'expansion est à nuancer en fonction du nombre et de l'agencement du réseau d'émetteurs en champ proche. L'association de la matrice de fibres avec la matrice de micro-lentilles est plus particulièrement adaptée à un arrangement du champ proche sur deux dimensions ou encore à la mise en œuvre d'un nombre important d'émetteurs (>10). Dans le cas où la configuration étudiée ne concerne que quelques faisceaux disposés en ligne, l'utilisation de fibres lentillées s'avère plus simple et plus rapide à mettre en place.

III. ETUDE NUMERIQUE DE L'ARCHITECTURE LASER MULTI-EMETTEUR EN CAVITE FROIDE A PARTIR DE PARAMETRES EXPERIMENTAUX

Plusieurs approches numériques ont été effectuées ces dernières années afin d'évaluer le nombre maximum d'émetteurs qu'il est possible de cophaser à l'aide de méthodes de combinaisons passives. Des études ont été réalisées à la fois en cavité froide mais aussi dans des configurations où le gain du laser était pris en compte [ROG. 05]. Cependant, pour ce dernier cas de figure, le modèle est basé sur une approche monochromatique qui ne semble pas adaptée à la problématique pour laquelle nous avons déjà montré l'importance de la structuration du spectre d'émission sur l'efficacité de combinaison [SHI. 05, SAB. 03b].

Dans le cadre de cette thèse, j'ai développé un code de calcul proche de ceux publiés ces dernières années calculant la réponse spectrale du laser à bras multiples sans prise en compte du gain. Le modèle développé par Sabourdy et ses collaborateurs permet de calculer l'ensemble des modes longitudinaux oscillant dans la cavité laser. Celui de Shirakawa et ses collaborateurs est très proche et ne fournit que l'enveloppe spectrale, ce qui apparaît suffisant si le nombre de modes longitudinaux est très important, autrement dit si les différences de marche sont faibles par rapport à la longueur moyenne de la cavité (vrai la plupart du temps). Notre modèle adapté à la configuration laser à sorties multiples permet quant à lui d'extraire de plus nombreuses informations qui sont détaillées par la suite.

Nous avons donc développé un code numérique afin d'étudier les paramètres qui influent sur le verrouillage en phase de 2 à 20 émetteurs élémentaires disposés selon une coordonnée transverse (1D). Le modèle numérique prend en compte la polychromaticité du rayonnement mais considère une cavité dépourvue de gain laser. Cependant, un tel modèle est dans un premier temps suffisant pour appréhender le fonctionnement de notre cavité multi-émetteurs, en déduire les paramètres critiques et enfin arriver à une première estimation du nombre de faisceaux qu'il est possible de mettre en phase dans une telle configuration laser. Comme dans la référence [SHI. 05], nous nous sommes cantonnés à calculer uniquement l'enveloppe des réponses spectrales en considérant que le nombre de modes longitudinaux dans le spectre était suffisant compte tenu des très grandes longueurs de cavités élémentaires utilisées. Le diagramme présenté figure III.20 reprend l'architecture du modèle développé, elle-même calquée sur la géométrie du laser.

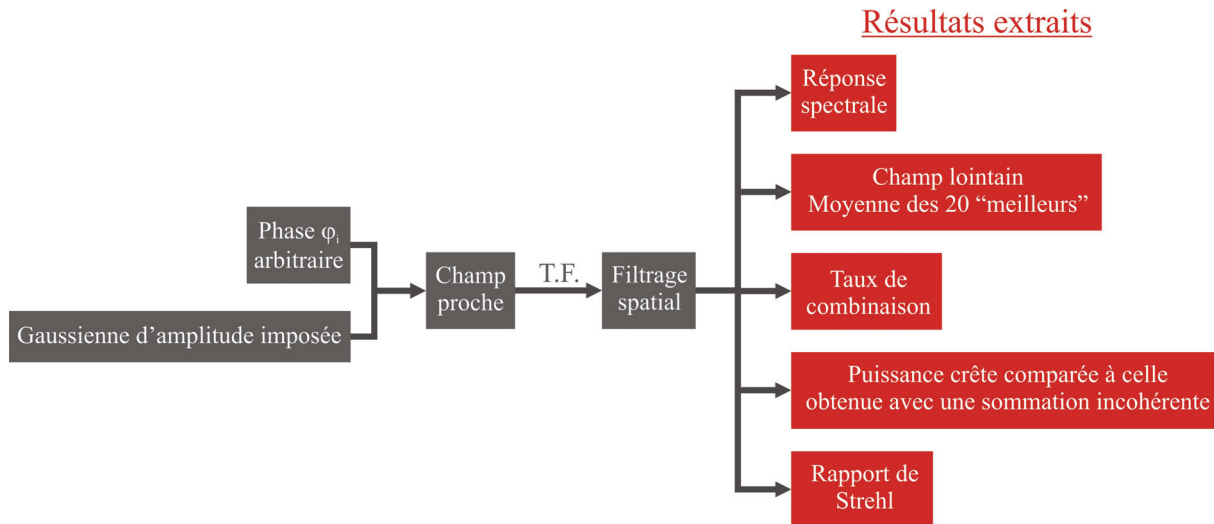


Figure III.20 : Organigramme du modèle numérique

La première étape consiste à modéliser le champ proche composé de N faisceaux gaussiens d'amplitudes imposées. Une phase arbitraire φ_i est attribuée à chacun de ces faisceaux. Elle est issue du déphasage subit par les faisceaux élémentaires après propagation à travers les N bras fibrés disposés en parallèle dans la cavité. Ce déphasage dépend donc à la fois de la longueur L_i de chacun des bras mais aussi de tous les déphasages induits à partir de la sortie dans la fibre de collection (passage dans les coupleurs par exemple) jusqu'au champ proche (plan des émetteurs).

Une fois le champ proche modélisé (réseaux de sources d'amplitudes identiques et de phase φ_i), nous calculons sa transformée de Fourier afin d'obtenir le champ lointain. Cette opération traduit mathématiquement le passage des champs complexes du plan P_1 au plan P_2 à travers la lentille L . Enfin, l'étape de filtrage spatial, assurée en pratique par une fibre de collection placée en champ lointain, est modélisée dans notre programme par un calcul d'intégrale de recouvrement entre le champ d'interférences dans le plan P_2 et la gaussienne approchant le profil du mode fondamental de la fibre de collection. Plus forte est l'intégrale de recouvrement, plus la figure de diffraction à l'infini est proche de celle obtenue avec les faisceaux élémentaires cophasés. L'intégrale de recouvrement est calculée pour chaque fréquence de la bande spectrale considérée. De cette façon, nous obtenons la réponse spectrale du système. C'est à partir de celle-ci que nous extrayons la ou les fréquences dont l'amplitude est la plus forte donc de pertes intra-cavité les plus faibles. Nous pouvons alors en extraire la figure de diffraction à l'infini correspondante en supposant que la compétition modale écrase les contributions des autres fréquences. C'est à partir de cette figure de diffraction que nous en déduisons les autres paramètres (rapport de Strehl, puissance crête, paramètre K et taux de

combinaison). Comme je l'ai précédemment mentionné, cette étude est effectuée pour un nombre maximum de 20 émetteurs. Les 20 longueurs de bras sont générées aléatoirement afin de coller au maximum aux conditions expérimentales. De plus, pour éviter tout cas particulier, nous avons choisi d'effectuer une étude statistique en réalisant pour chaque calcul 20 tirages changeant à chaque fois les longueurs de bras de façon aléatoire et dont je spécifierai les limites ultérieurement. Dans la suite, les courbes présentées concernant par exemple le taux de combinaison, le rapport de Strehl, ou autres, sont calculées en moyennant les résultats obtenus avec les 20 tirages aléatoires. Il en est de même pour le champ lointain obtenu en sortie de programme. Ces critères d'évaluation ont pour but de nous informer sur la qualité du champ lointain et sur l'efficacité du processus de combinaison cohérente.

Afin de pouvoir comparer l'ensemble de ces informations à une même référence, un second modèle extrait les mêmes résultats pour N émetteurs en phase. L'organigramme est analogue à celui représenté figure III.20 mais en prenant des phases φ_i identiques et nulles. Ce nouvel organigramme est représenté figure III.21. Les informations extraites de ce programme sont les mêmes que précédemment.

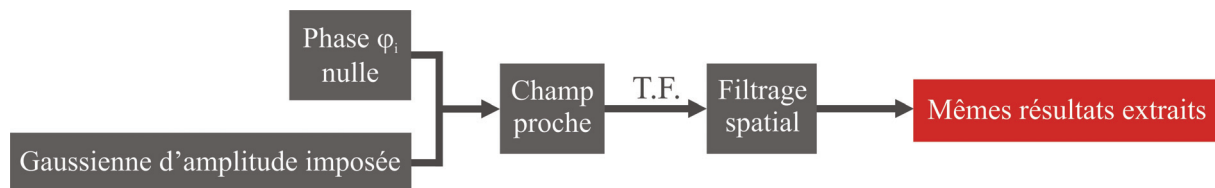


Figure III.21 : Organigramme du modèle numérique donnant des résultats servant de référence (cas idéal, émetteurs cophasés)

En faisant varier tour à tour plusieurs paramètres tels que la taille du coeur de la fibre de collection assurant l'opération de filtrage, la différence de marche entre les bras ramifiés de la cavité, la bande spectrale d'émission ou tout simplement le nombre de faisceaux à recombinaison, il est possible d'évaluer l'influence de chacun d'eux sur la réponse spectrale et donc sur l'allure du champ lointain émis.

III.1. INFLUENCE DU FILTRAGE SPATIAL SUR LA REPONSE SPECTRALE

Nous avons dans un premier temps étudié l'influence du filtrage spatial effectué par la fibre de collection au sein de la cavité multi-émetteurs sur l'allure de la réponse spectrale. Nous avons pour cela choisi de nous placer dans 6 cas de figure différents pour lesquels la

dimension du filtre spatial évolue. Ce filtrage spatial effectué en champ lointain est matérialisé lors des simulations par une gaussienne de filtrage g_{of} correspondant au mode fondamental de la fibre de collection utilisée. La réponse spectrale R est alors :

$$R = \frac{\left| \int_{-\infty}^{+\infty} (F(N_x) \cdot g_{of}(N_x)) \cdot dx \right|^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} |F(N_x)|^2 \cdot dx \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} |g_{of}(N_x)|^2 \cdot dx} \quad (3.25)$$

Nous travaillons sur une bande spectrale de 5nm autour de 1062,5nm et les différences de marche entre les bras sont fixées aléatoirement sur une plage allant de 1m à 3m. Les résultats obtenus apparaissent sur les figures III.22 à III.27. Sur chacune d'elles est présenté sur la gauche en rouge le champ lointain résultant de la superposition de 4 faisceaux élémentaires en phase sur lequel est superposée la gaussienne de filtrage en bleu, sur la droite la réponse spectrale de la cavité c'est-à-dire la fonction de transmission du système en intensité en fonction de la longueur d'onde et en dessous les champs lointains calculés avec les longueurs d'ondes qui concordent avec les maxima de la réponse spectrale. Nous sommes volontairement partis d'une dimension de gaussienne de filtrage beaucoup plus large que la taille du lobe central de la figure de diffraction que nous devrions filtrer (figure III.22a) pour au final ne plus prélever qu'une fraction de ce même lobe central (figure III.27a).

Pour chacun des 6 dimensions de filtrage nous avons tracé les réponses en transmission correspondantes (figures III.22b à III.27b). Nous avons relevé les longueurs d'onde pour lesquelles cette réponse spectrale est maximale et donc subissant les pertes les plus faibles dans le système. Nous pouvons remarquer que le nombre de ces longueurs d'onde solutions délivrées par la cavité laser est directement lié au filtrage spatial imposé en champ lointain sur la figure de diffraction. Nous partons de 24 possibilités dans le cas d'un filtrage très large englobant à la fois le lobe central et plusieurs lobes latéraux pour passer à 13, 5, 3 puis enfin seulement 2 possibilités lorsque la taille du mode fondamental de la fibre de collection est inférieure ou égale à celle du lobe central du champ lointain. C'est donc grâce au filtrage spatial que nous parvenons à créer de fortes pertes pour les longueurs d'ondes correspondant à des solutions imparfaites ou parasites pour conserver uniquement les meilleures solutions (les longueurs d'onde qui donnent des déphasages $\varphi_i = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot L_i$ identiques pour toutes les longueurs L_i de bras). On observe également que la structuration de la réponse spectrale s'affine pour tendre vers un « idéal spectral » réciproque de la différence de chemin optique entre les bras

de longueurs les plus différentes lorsque le filtrage spatial sélectionne uniquement le lobe central du champ lointain et donc une seule information de phase quelle que soit la longueur d'onde.

Les champs lointains correspondant à l'ensemble des longueurs d'ondes émises pour les 6 dimensions de filtrage considérées sont aussi tracés (figures III.22c à III.27c). Tous les champs lointains émis sont représentés en vue de dessus. On peut aisément remarquer que sur les 24 solutions présentées pour le cas 1 qui équivaut au filtrage le plus large, seules les solutions 8 et 21 sont en accord avec les champs lointains théoriques. Toutes les autres sont des solutions parasites pour lesquelles la répartition de l'énergie sur la figure de diffraction ne correspond pas à ce qui est attendu. Au fur et à mesure que le filtrage se ressert, tendant vers la conservation du seul lobe central, les « solutions » parasites sont éliminées pour au final ne plus conserver que deux pour lesquelles le champ lointain est similaire au cas idéal où les émetteurs sont cophasés. Cette étude nous permet donc de fixer les conditions de filtrage spatial nécessaires à l'obtention d'une figure de diffraction en accord avec le cas idéal. Nous avons par conséquent choisi d'imposer le filtrage spatial tel que le diamètre ϕ à $1/e^2$ en intensité de la gaussienne de filtrage est égale à $2/3$ de la taille du lobe central de la figure de diffraction afin que celui-ci soit suffisamment efficace pour privilégier l'émission en phase de tous les émetteurs : les longueurs d'onde pour lesquelles la réponse spectrale est maximale donnent alors des déphasages de :

$$\Delta\varphi_i = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot (L_{i+1} - L_i) = 2 \cdot m \cdot \pi \quad (3.26)$$

avec m entier.

A partir de maintenant, ces conditions de filtrage seront imposées aussi bien lors des prochaines simulations numériques que dans les conditions expérimentales.

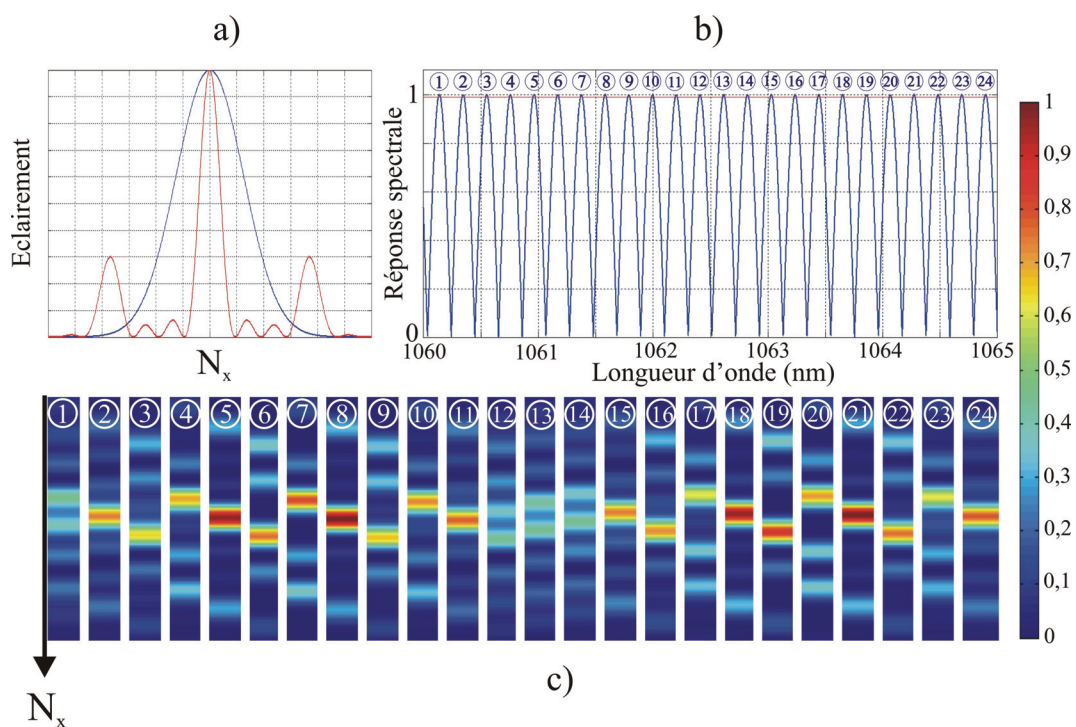


Figure III.22 : a) Champ lointain dans le cas de 4 émetteurs en phase en rouge, gaussienne de filtrage en bleu de largeur à $1/e^2$ égale à 3,7 fois la taille du lobe central du champ lointain

b) Réponse spectrale de la cavité

c) Champs lointains calculés pour les longueurs d'onde telles que la réponse spectrale est maximale

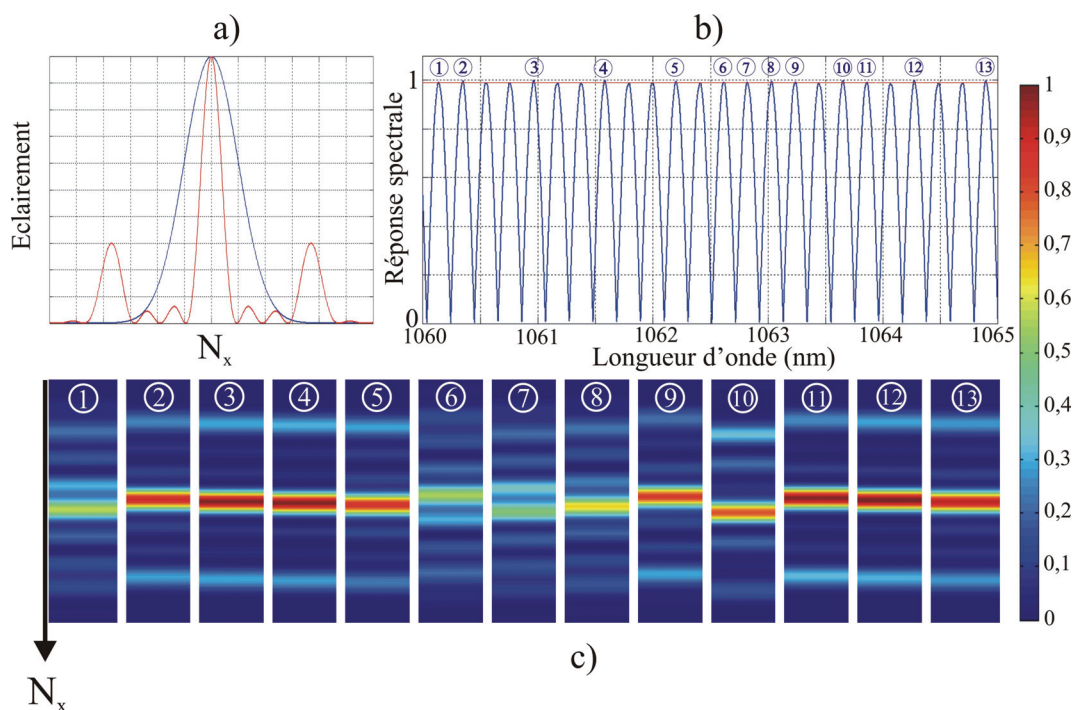


Figure III.23 : a) Champ lointain dans le cas de 4 émetteurs en phase en rouge, gaussienne de filtrage en bleu de largeur à $1/e^2$ égale à 3 fois la taille du lobe central du champ lointain

b) Réponse spectrale de la cavité

c) Champs lointains calculés pour les longueurs d'onde telles que la réponse spectrale est maximale

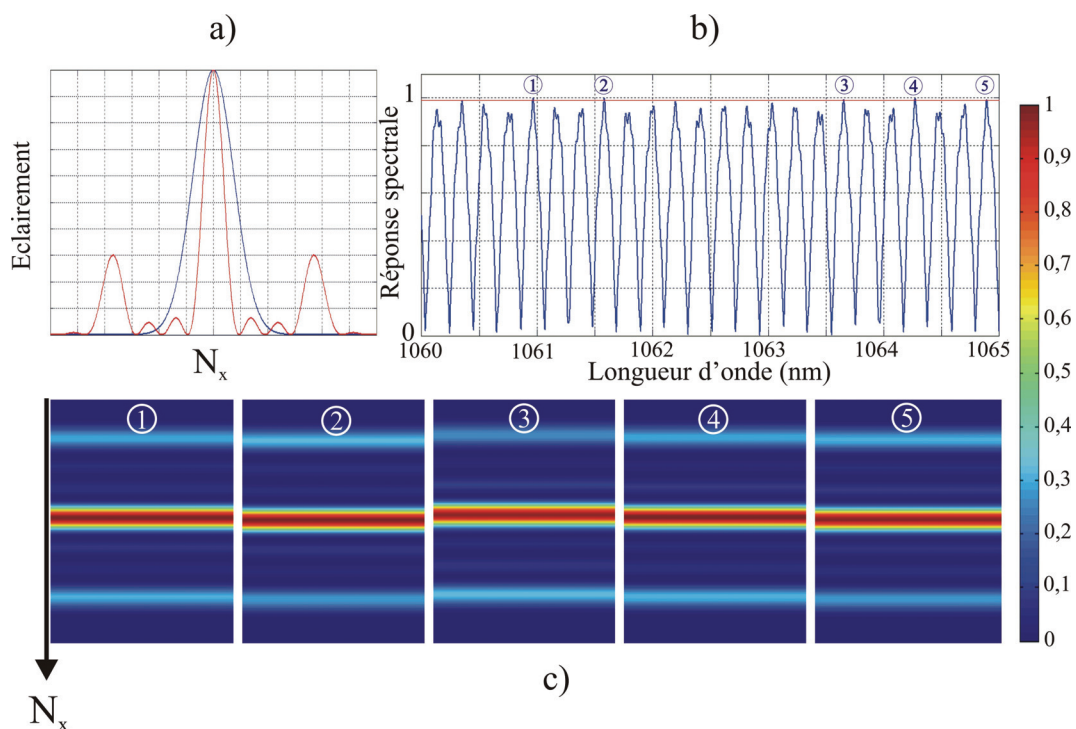


Figure III.24 : a) Champ lointain dans le cas de 4 émetteurs en phase en rouge, gaussienne de filtrage en bleu de largeur à $1/e^2$ égale à 2,2 fois la taille du lobe central du champ lointain

b) Réponse spectrale de la cavité

c) Champs lointains calculés pour les longueurs d'onde telles que la réponse spectrale est maximale

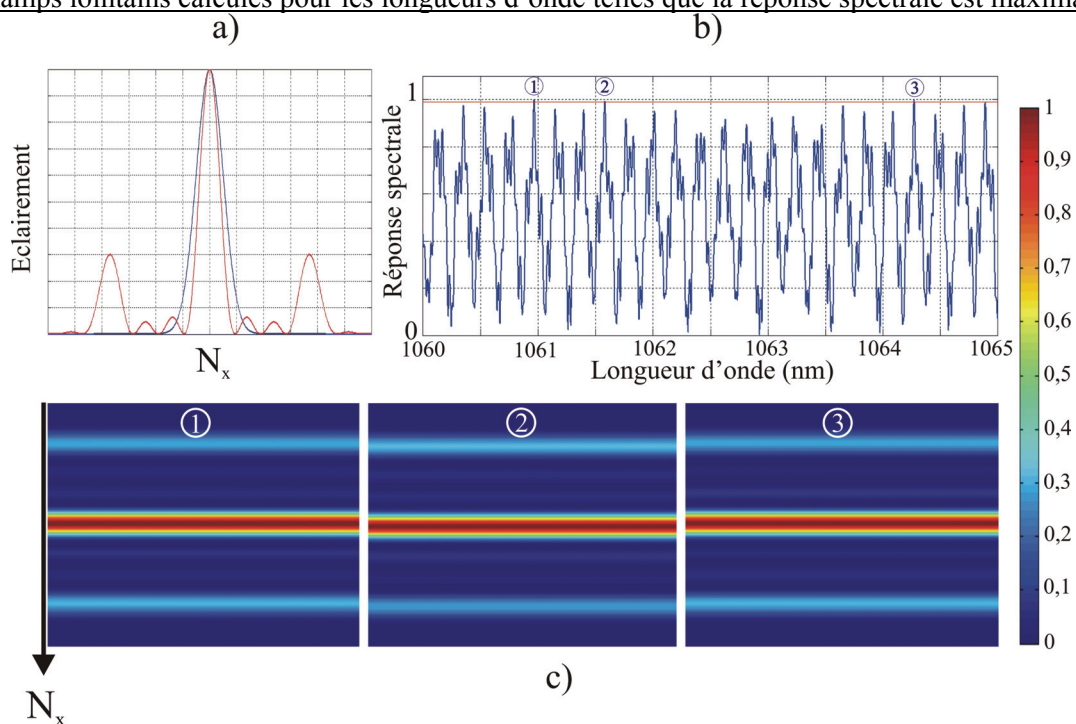


Figure III.25 : a) Champ lointain dans le cas de 4 émetteurs en phase en rouge, gaussienne de filtrage en bleu de largeur à $1/e^2$ égale à 1,5 fois la taille du lobe central du champ lointain

b) Réponse spectrale de la cavité

c) Champs lointains calculés pour les longueurs d'onde telles que la réponse spectrale est maximale

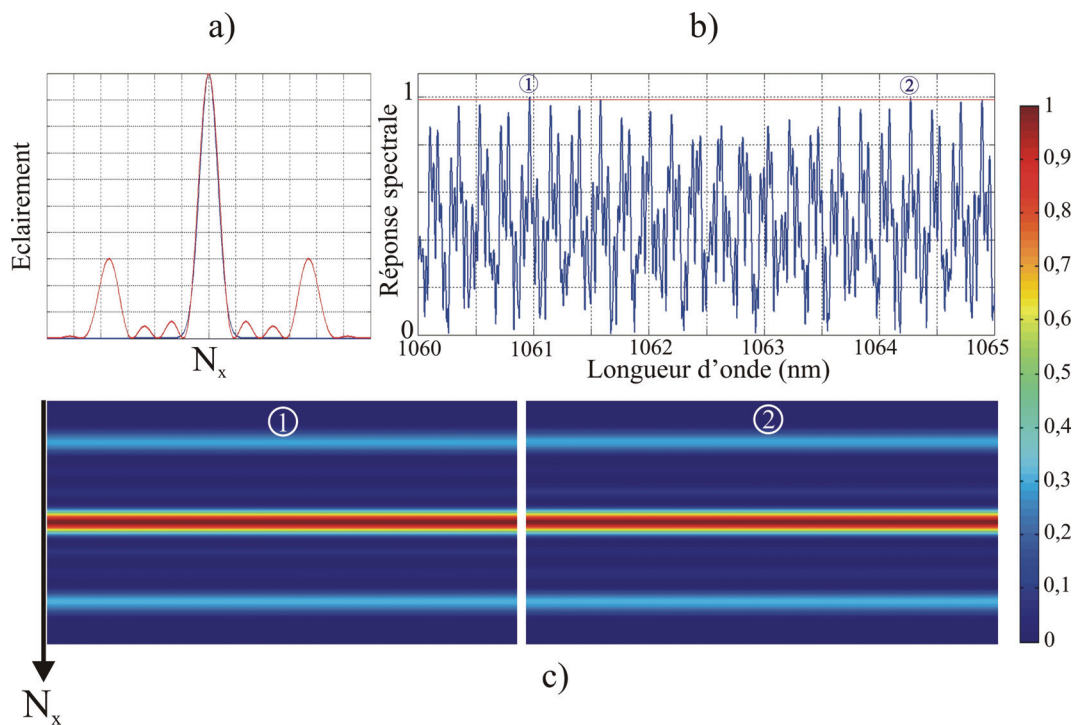


Figure III.26 : a) Champ lointain dans le cas de 4 émetteurs en phase en rouge, gaussienne de filtrage en bleu de largeur à $1/e^2$ égale à 1 fois la taille du lobe central du champ lointain

b) Réponse spectrale de la cavité

c) Champs lointains calculés pour les longueurs d'onde telles que la réponse spectrale est maximale

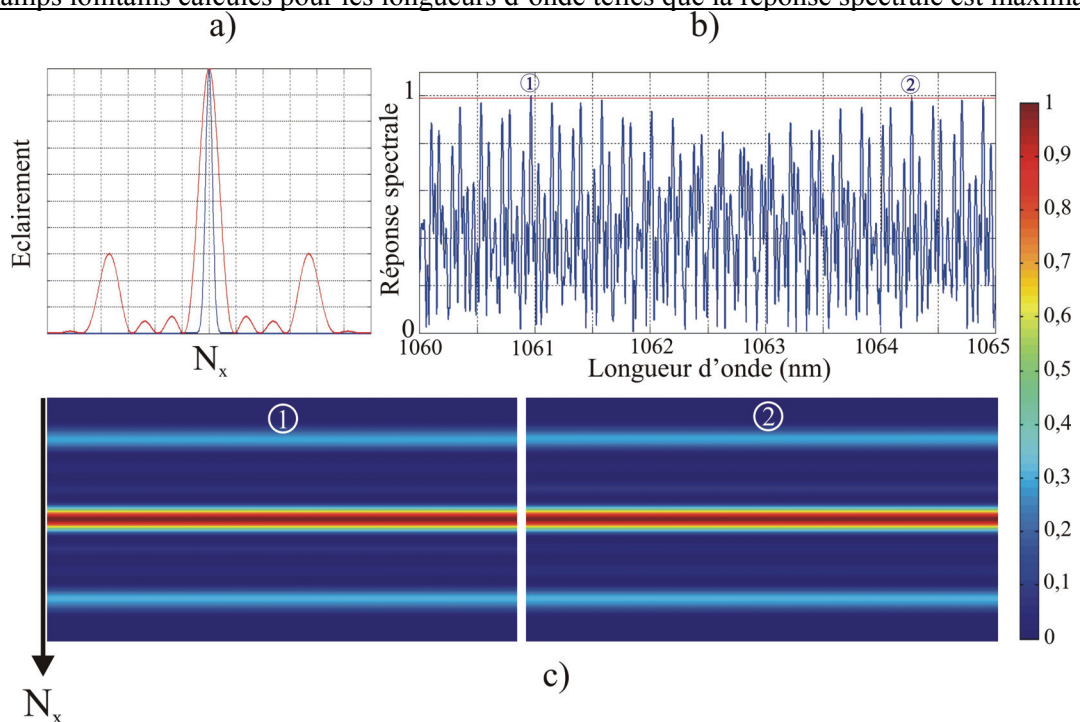


Figure III.27 : a) Champ lointain dans le cas de 4 émetteurs en phase en rouge, gaussienne de filtrage en bleu de largeur à $1/e^2$ égale à 0.4 fois la taille du lobe central du champ lointain

b) Réponse spectrale de la cavité

c) Champs lointains calculés pour les longueurs d'onde telles que la réponse spectrale est maximale

III.2. EVOLUTION DE L'EFFICACITE DU PROCESSUS DE COMBINAISON COHERENTE : EVALUATION DU NOMBRE MAXIMUM D'EMETTEURS PASSIVEMENT VERROUILLES EN PHASE

Les modèles numériques que nous avons développés doivent nous permettre d'évaluer le nombre maximum d'émetteurs qu'il serait possible de mettre en phase passivement au sein de la cavité ramifiée. Cependant, ces modèles ne prennent pas en compte le gain et ses non-linéarités. La réponse spectrale donne les fréquences de résonance de la cavité froide qui ne sont pas forcément celles de la cavité en fonctionnement. Or le laser oscille sur les coïncidences des modes longitudinaux des lasers élémentaires. Le faible nombre ou l'absence de coïncidences est à l'origine de la dégradation du verrouillage en phase comme nous le verrons par la suite. Les non-linéarités du gain peuvent donc modifier le nombre de coïncidences et ainsi fournir des informations légèrement différentes sur le nombre de lasers que l'on peut combiner efficacement. Les résultats qui seront présentés par la suite sont destinés à fournir un ordre de grandeur sur le nombre d'émetteurs verrouillables en phase passivement dans des conditions données mais nous ne pouvons en aucun cas affirmer qu'il est impossible d'aller au-delà de cette première estimation ou bien d'être limité en deçà.

Le modèle numérique permet de faire varier plusieurs paramètres caractéristiques de la cavité ramifiée et d'en étudier les conséquences sur l'efficacité du processus de combinaison cohérente. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés à l'évolution du taux combinaison en fonction du nombre de faisceaux à combiner, de l'impact de la largeur spectrale d'émission laser en fonction de la différence de marche entre les bras disposés en parallèle.

III.2.1. Evolution de la réponse spectrale en fonction du nombre d'émetteurs

Nous étudions tout d'abord le comportement spectral de la cavité laser. Nous avons représenté sur les figures III.28 à III.37 les spectres de fréquences temporelles en faisant varier de 2 à 20 le nombre de faisceaux à recombinaison en sortie de cavité. Les simulations numériques ont été effectuées sur une bande spectrale de 0,5nm avec des longueurs de bras fixées aléatoirement entre 1m et 3m. La droite tracée en rouge sur les spectres correspond à une valeur seuil de 99% au dessus de laquelle on considère que le profil du champ lointain émis équivaut au profil idéal. Ce profil idéal (émetteurs en phase) est obtenu lorsqu'il existe

des coïncidences entre modes longitudinaux de l'ensemble des lasers élémentaires (effet Vernier). Dans le cas de deux émetteurs, pour une bande spectrale donnée, le nombre de ces coïncidences est inversement proportionnel à l'écart de périodicité des peignes de fréquence ou encore à la différence de chemin optique.

Pour un nombre croissant d'émetteurs mis en jeu, on imagine facilement que le nombre de modes longitudinaux communs à toutes les cavités élémentaires diminue de façon très rapide. Il se peut qu'il n'existe pas de coïncidence ; dans ce cas, les maxima de la réponse spectrale ne sont plus égaux à 1 (figure III.28 à III.37). L'allure des champs lointains correspondants est alors fortement dégradée quelle que soit la longueur d'onde comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

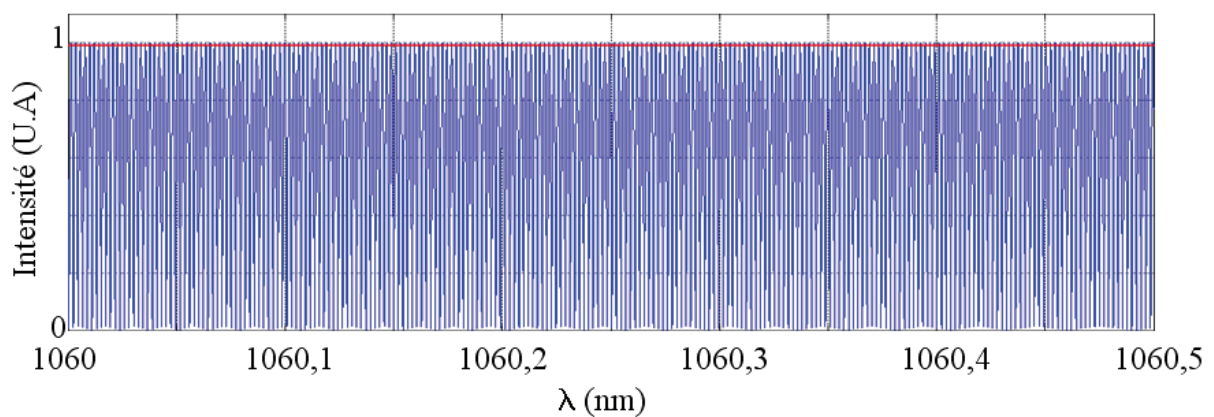


Figure III.28 : Réponse spectrale pour 2 faisceaux élémentaires

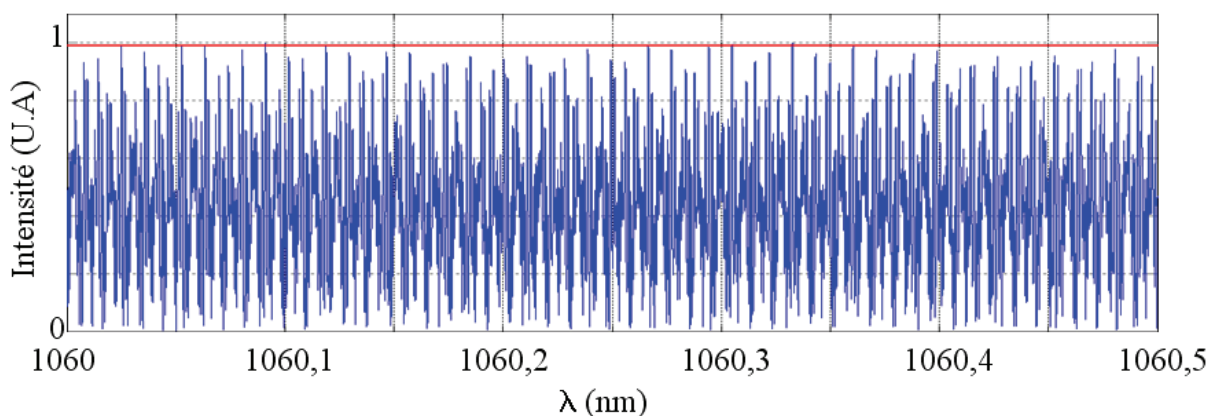


Figure III.29 : Réponse spectrale pour 4 faisceaux élémentaires

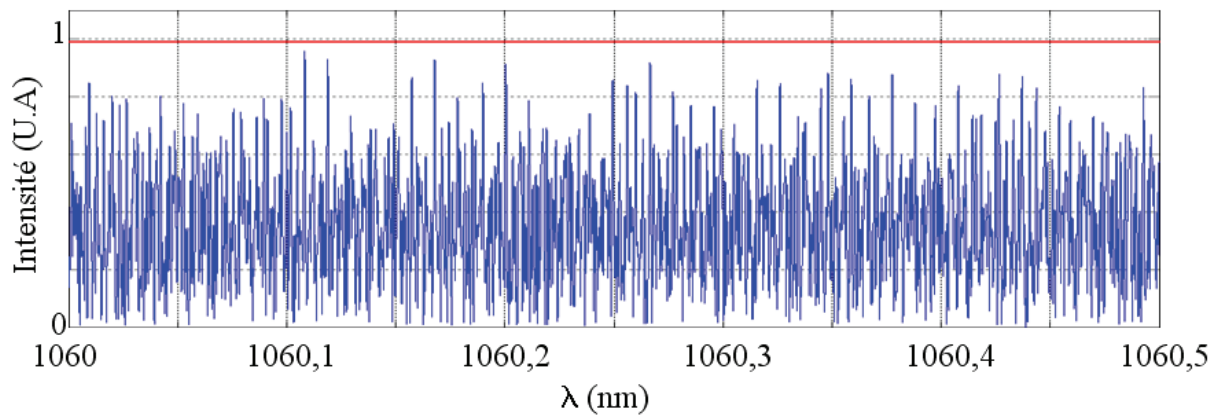


Figure III.30 : Réponse spectrale pour 6 faisceaux élémentaires

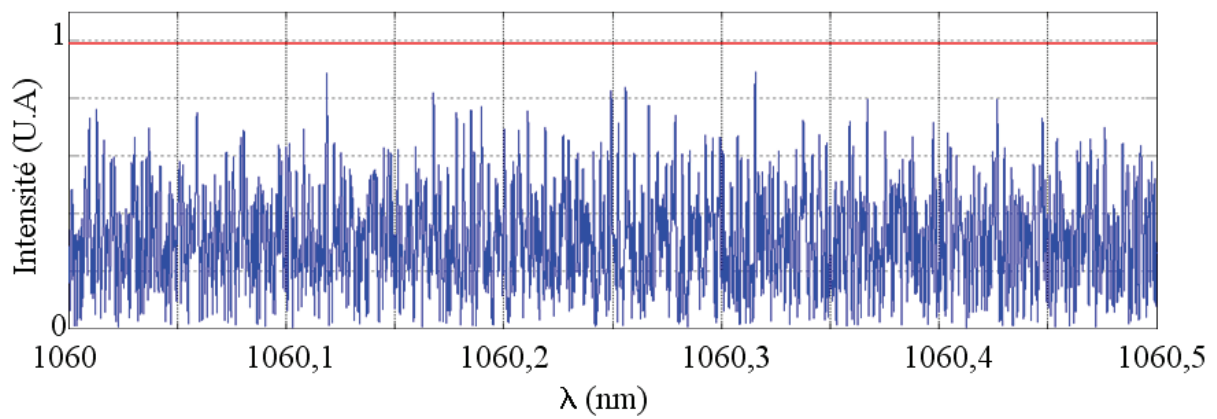


Figure III.31 : Réponse spectrale pour 8 faisceaux élémentaires

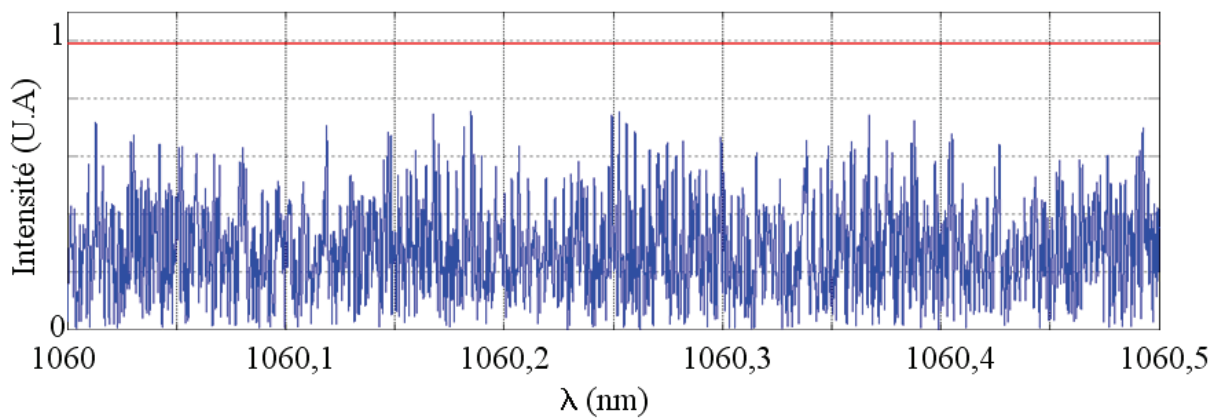
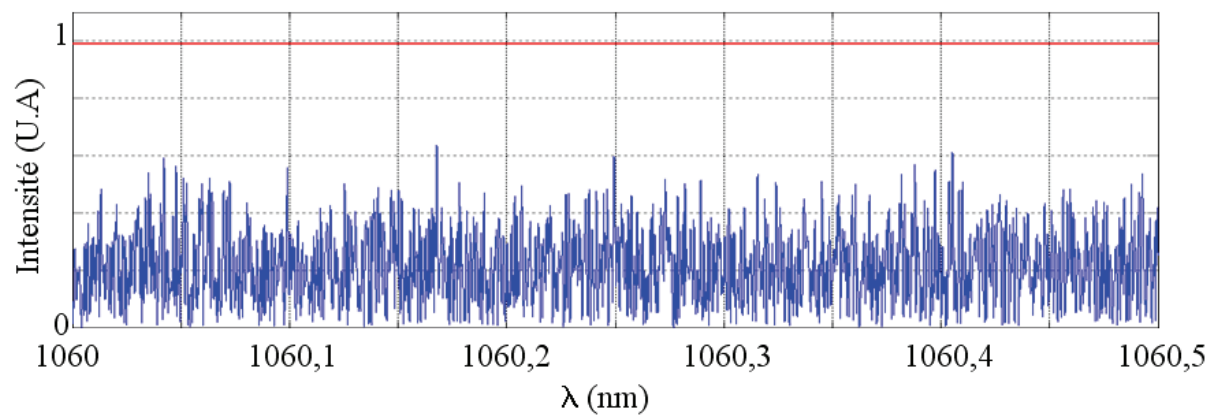
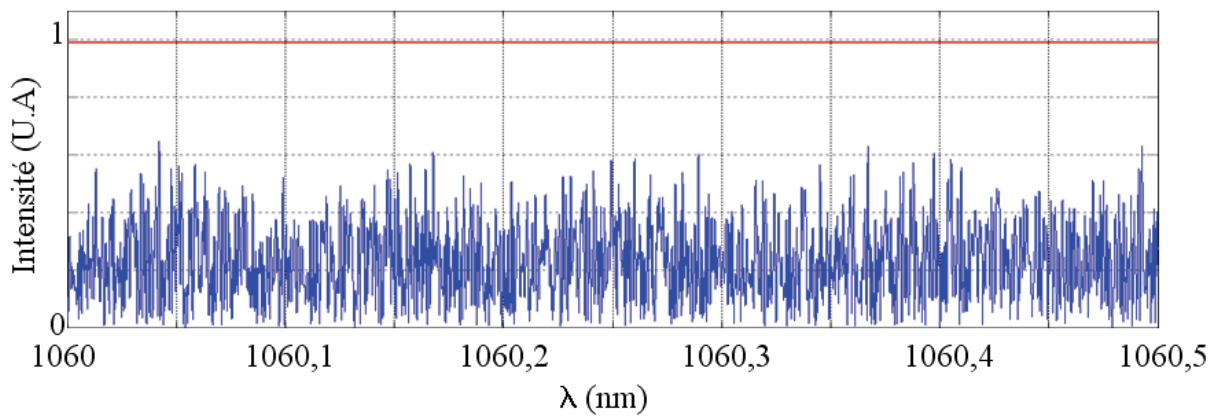
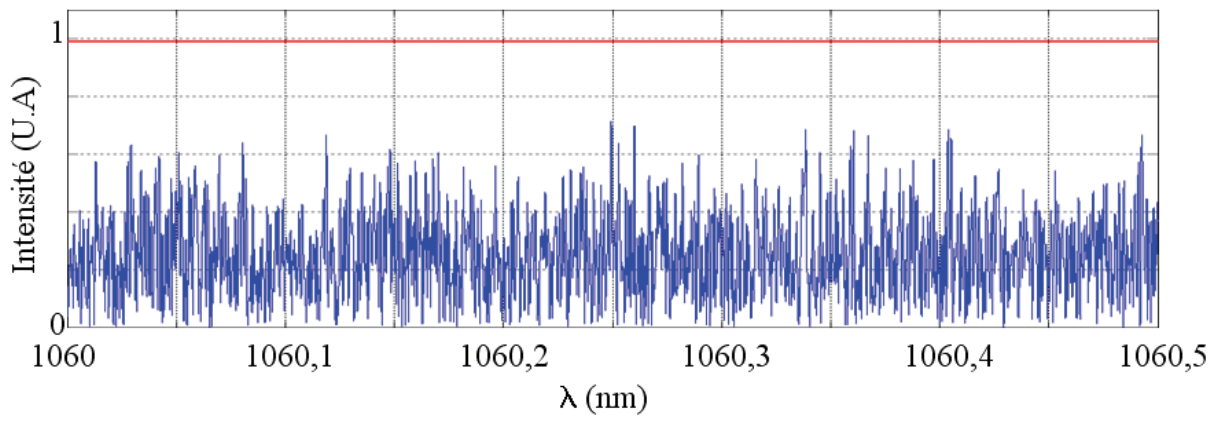


Figure III.32 : Réponse spectrale pour 10 faisceaux élémentaires



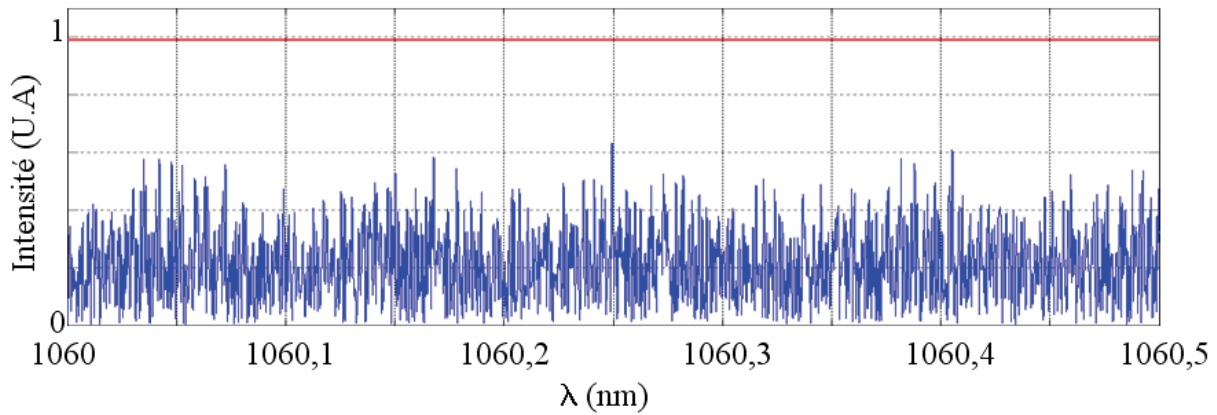


Figure III.36 : Réponse spectrale pour 18 faisceaux élémentaires

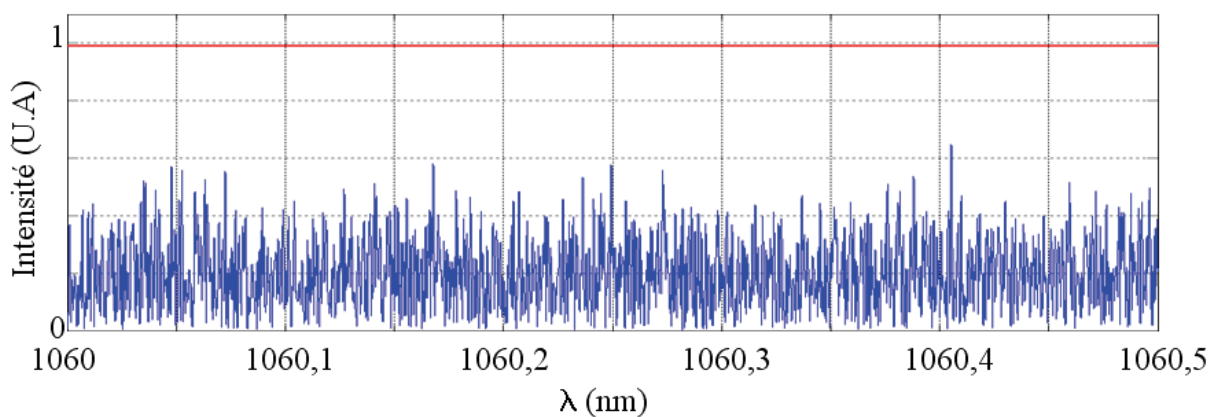


Figure III.37 : Réponse spectrale pour 20 faisceaux élémentaires

III.2.2. Evolution du profil du champ lointain en fonction du nombre d'émetteurs

Nous avons tracé sur la figure III.38, l'évolution du profil transverse du champ lointain obtenu en faisant à nouveau varier le nombre d'émetteurs en champ proche entre 2 et 20. Sur chacun des graphiques est superposé le champ lointain idéal en rouge et en bleu le champ lointain calculé pour la longueur d'onde correspondant à la valeur maximale de la réponse spectrale. Pour un nombre d'émetteurs allant jusqu'à 6, le profil réel (obtenu en utilisant des longueurs de bras aléatoires) et le profil idéal (obtenu en utilisant des longueurs de bras identiques) sont parfaitement superposés. On peut donc espérer obtenir dans cette configuration un processus de combinaison très efficace voire parfait. En revanche, en augmentant le nombre de sources élémentaires, on observe une modification de la répartition de puissance au sein de la figure de diffraction. Une partie de la puissance idéalement localisée dans le lobe principal est perdue au profit des lobes latéraux indésirables. Ce comportement s'accroît au fur et à mesure que l'on augmente le nombre d'émetteurs à recombinaison. Cela signifie donc que les coïncidences entre modes longitudinaux des lasers

élémentaires se font de plus en plus rares jusqu'à atteindre le stade où il n'existe plus de solution parfaite (réponse spectrale égale à 1 et émetteurs en phase). La structure de champ privilégiée en champ lointain est obtenue pour les longueurs d'onde correspondant aux valeurs maximales (\neq de 1) de la réponse spectrale.

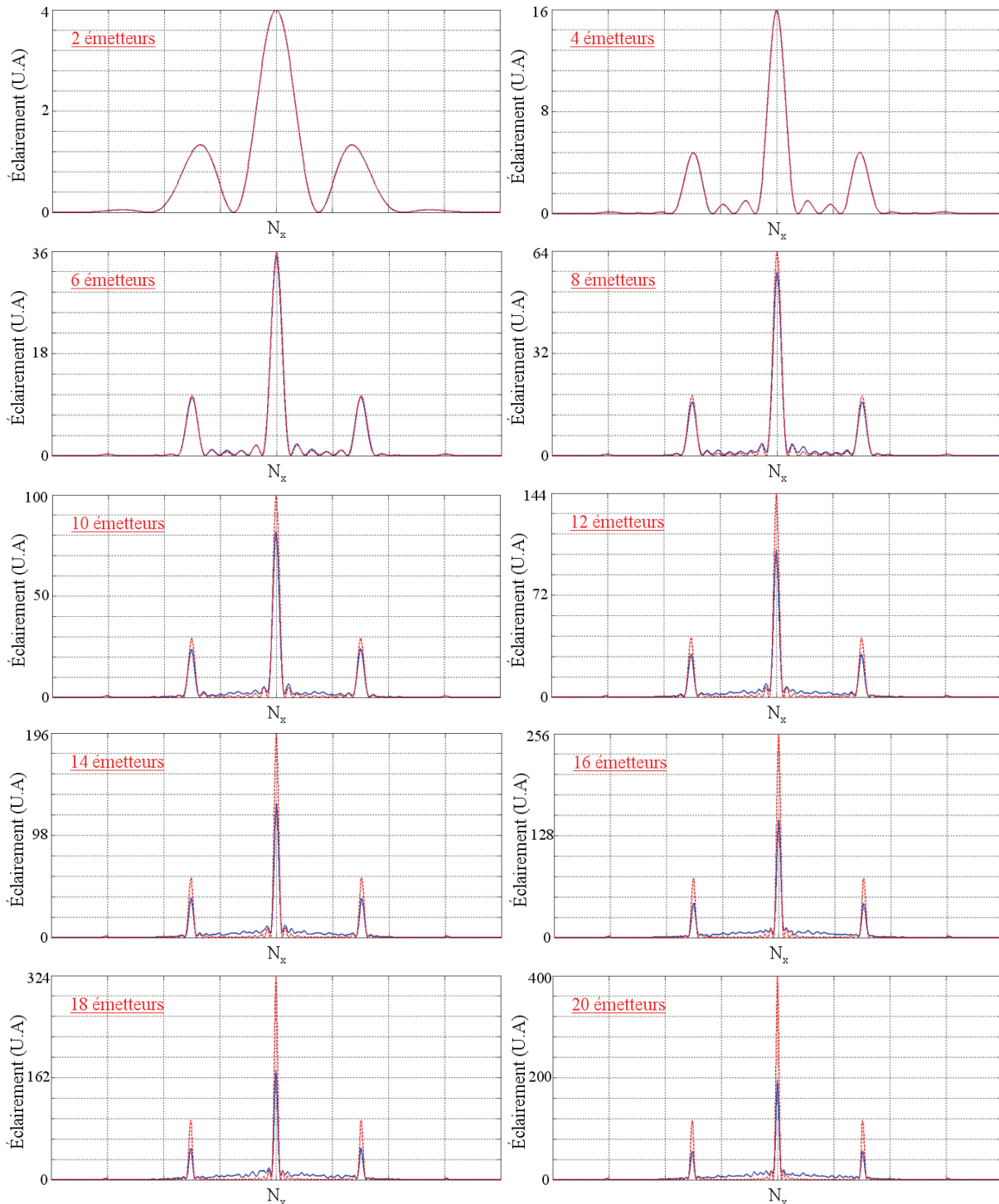


Figure III.38 : Evolution des profils transverse des champs lointains adaptés au mieux au filtrage spatial en bleu (résultats de simulations numériques) et idéaux en rouge en fonction du nombre d'émetteurs

A partir de ces profils, nous allons estimer quantitativement l'évolution du taux de combinaison en fonction du nombre de faisceaux élémentaires insérés dans la cavité afin de parvenir à une conclusion quant au nombre d'émetteurs qu'il est possible de verrouiller en phase tout en conservant un processus de combinaison efficace.

III.2.3. Evolution du taux de combinaison en fonction du nombre d'émetteurs

L'évaluation du nombre maximum de faisceaux que l'on peut espérer bloquer en phase par voie passive de façon efficace a été effectuée en utilisant la notion de taux de combinaison définie précédemment. Pour les calculs, nous avons considéré un champ proche qui correspond à la configuration expérimentale qui sera présentée par la suite. Le taux de remplissage des émetteurs en champ proche est de :

$$\frac{2 \cdot \omega_0}{p} = \frac{70 \mu\text{m}}{140 \mu\text{m}} = 0,5 \quad (3.27)$$

En effet, nous avons tracé sur le graphique de la figure III.39 l'évolution du taux de combinaison en champ lointain pour un cas idéal (en rouge) dans lequel tous les émetteurs sont en phase et pour un cas plus proche de la réalité (en bleu). Ces taux de combinaison ont été calculés à partir des profils de champ lointain représentés sur la figure III.38.

La courbe en rouge qui a été tracée dans une configuration pour laquelle les longueurs de bras au sein de la cavité ramifiée sont strictement identiques nous sert de référence. Elle fixe le taux de combinaison maximum que l'on peut espérer obtenir. Cette valeur est liée au taux de remplissage des émetteurs en champ proche, paramètre qui va imposer la proportion d'énergie contenue dans le lobe central du champ lointain. Le calcul a été effectué pour un arrangement en ligne de fibres lentillées, configuration qui sera par la suite utilisée expérimentalement. La faible chute du taux de combinaison entre les configurations à deux et quatre émetteurs est due au fait que les interférences à deux ondes donnent des franges sinusoïdales (sans lobes secondaires) alors que pour un nombre d'émetteurs supérieur à deux, des lobes secondaires apparaissent entre le lobe central et les lobes principaux latéraux.

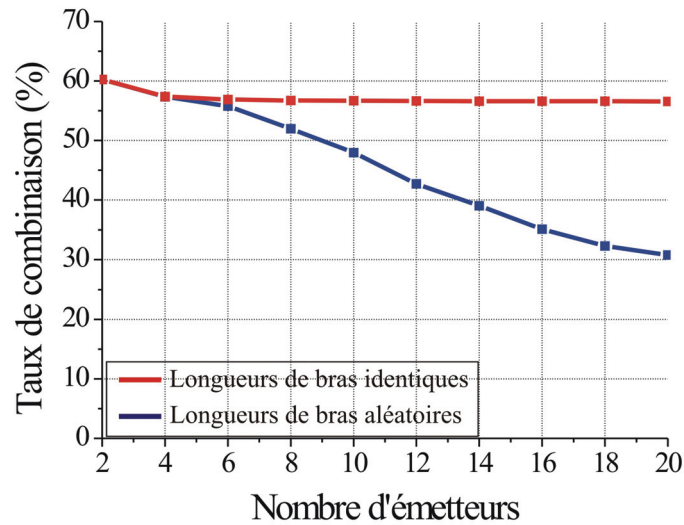


Figure III.39 : Evolution du taux de combinaison en champ lointain pour des longueurs de bras identiques et aléatoires en fonction du nombre d'émetteurs

La courbe bleue illustre aussi l'évolution du taux de combinaison mais dans un cas de figure plus proche d'un cas expérimental. Les paramètres de bande spectrale et de déphasages aléatoires imposés à chacun des amplificateurs ont été fixés dans le but d'être le plus proche possible des caractéristiques que présente la cavité ramifiée dans les conditions expérimentales (bande spectrale de 5nm et longueurs de bras comprises entre 1m et 3m). Les résultats numériques obtenus dans cette configuration montrent que le taux de combinaison suit l'évolution du cas idéal tant que le nombre d'émetteurs reste faible (jusqu'à 6). A partir de 6 émetteurs, le taux de combinaison décroît continûment en s'éloignant de la valeur de référence calculée pour des conditions idéales.

Afin d'établir une loi de progression de l'efficacité du processus de combinaison cohérente, nous avons tracé sur la figure III.40 une courbe résultant du rapport des deux évolutions du taux de combinaison représentées sur la figure III.39.

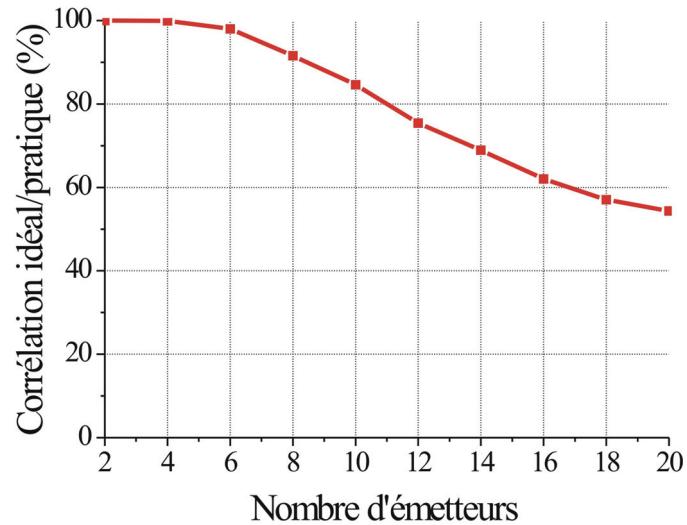


Figure III.40 : Efficacité du processus de combinaison cohérente en fonction du nombre d'émetteurs

Il nous appartient alors de fixer une valeur seuil au-dessus de laquelle nous considérons que l'efficacité de la combinaison est acceptable. Si l'on considère qu'une corrélation de 90% entre le taux de combinaison idéal et le taux de combinaison pratique est encore convenable, nous pouvons en conclure que le processus de combinaison cohérente est efficace jusqu'à 8 émetteurs. Au-delà, la proportion d'énergie présente dans le lobe central n'est plus suffisante pour dire que la combinaison est correcte. Cependant, je rappelle que l'ensemble de ces simulations numériques a été réalisé en cavité froide ; il serait donc audacieux d'affirmer que les résultats qui seraient obtenus en tenant compte à la fois du gain et de ses effets non-linéaires seraient strictement identiques. Malgré tout, les conclusions auxquelles nous arrivons quant au nombre d'émetteurs verrouillables en phase passivement confirment de précédentes études [SHI.04] et semble être une estimation proche de la réalité. Il apparaît cependant indispensable de confirmer expérimentalement l'ensemble de ces simulations avant d'en tirer des conclusions définitives.

A l'aide de notre modèle numérique, nous avons ensuite voulu déterminer quels sont les paramètres propres à la cavité pouvant influencer sur le taux de combinaison pour au final parvenir à l'améliorer pour un nombre d'émetteurs élevé.

III.2.4. Influence de la différence de marche entre chaque bras de la cavité ramifiée

Nous avons commencé par faire varier la façon dont est choisie la différence de chemin optique entre les bras ramifiés de la cavité multi-émetteurs. Dans la première série de simulations présentée précédemment, les longueurs de bras étaient fixées aléatoirement par le programme sur une plage comprise entre 1m et 3m. La figure III.41 représente à nouveau l'évolution du taux de combinaison dans ces conditions, pour le cas idéal qui nous sert de référence mais aussi dans deux cas extrêmes situés de part et d'autre du cas déjà traité : les différences de longueurs de bras sont choisies sur une plage de 20cm ($1m < L_i < 1,2m$) ou de 4m ($1m < L_i < 5m$) et la bande spectrale d'émission du laser est prise égale à 5nm.

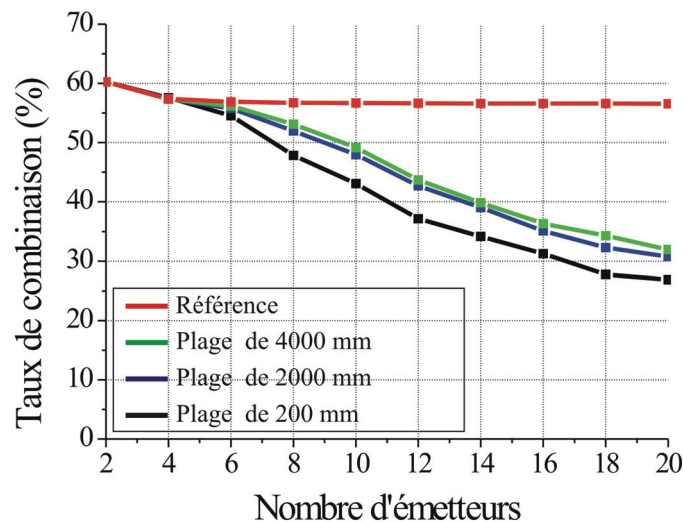


Figure III.41 : Evolution du taux de combinaison pour plusieurs différences de marche

Les résultats obtenus mettent en avant qu'il est préférable de travailler avec de très grandes différences de marche entre les bras afin de maximiser le taux de combinaison. Ce critère est déterminant étant donné que c'est lui qui fixe le nombre de modes longitudinaux dans la bande de gain et par la même occasion le nombre de coïncidences spectrales dans la bande spectrale d'émission. Nous pouvons voir sur le graphique de la figure III.41 que lorsqu'on diminue la plage sur laquelle est choisie la longueur des bras, on dégrade par la même occasion le taux de combinaison alors qu'à l'inverse, celui-ci est sensiblement amélioré si les différences de marche sont plus éloignées. Pour des raisons de capacité de calcul, les simulations qui suivent ont été effectuées dans la première configuration pour laquelle la longueur des bras est comprise entre 1m et 3m. Toutefois, il est important de garder à l'esprit

qu'il est possible d'améliorer ces résultats en travaillant avec des longueurs de bras encore plus éloignées les unes des autres.

III.2.5. Influence de la largeur de bande spectrale

La variation du taux de combinaison a aussi été calculée pour différentes largeurs spectrales. Nous avons réalisé des calculs avec 3 différentes bandes spectrales de 1nm, 3nm et 5nm (figure III.42). L'élargissement de la bande spectrale d'émission produit sur le taux de combinaison le même effet que l'augmentation des différences de marche. En effet, en augmentant la largeur de la bande spectrale d'émission du laser, on accroît par la même occasion le nombre de modes longitudinaux oscillant dans la bande et par conséquent le nombre de coïncidences spectrales entre les modes longitudinaux des lasers élémentaires.

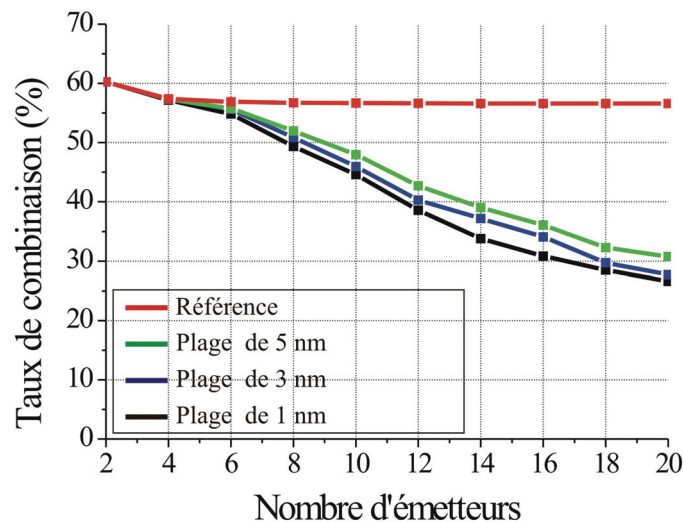


Figure III.42 : Evolution du taux de combinaison pour plusieurs bandes spectrales

On parvient à améliorer le taux de combinaison d'environ 5% dans le cas pratique en passant d'une largeur de bande de 1nm à une largeur de 5nm. Il est par conséquent judicieux de travailler expérimentalement sur la bande spectrale la plus large possible afin d'obtenir le plus grand nombre possible de solutions. Pour cela, nous devons éviter d'insérer au sein de la cavité laser tout composant susceptible de réduire la bande spectrale d'émission par diverses opérations de filtrage.

III.3. ANALYSE STATISTIQUE DU DEPHASAGE MOYEN ENTRE LES EMETTEURS EN CHAMP PROCHE

Après avoir mis en évidence l'influence de quelques paramètres sur l'allure du champ lointain et en particulier sur la proportion d'énergie comprise dans le lobe central, nous avons choisi de réaliser une étude statistique à partir de 20 tirages qui génèrent un jeu de différentes longueurs de bras aléatoirement réparties. Nous avons étudié l'évolution du déphasage moyen en champ proche en fonction du nombre de faisceaux recombinaés et nous avons comparé cette évolution à celle du rapport de Strehl. Les figures III.43 à III.52 montrent les valeurs des phases en champ proche de chaque émetteur pour chaque tirage.

La représentation graphique est simple ; un émetteur est représenté par un rectangle de couleur correspondant à la valeur de son déphasage en champ proche. Chaque émetteur est identifié par à la fois un numéro traduisant sa position en champ proche (abscisse écrite en rouge et numérotée de 1 à 20) et le numéro du tirage auquel il appartient (ordonnée écrite en noir et aussi numérotée de 1 à 20). Si l'émetteur est représenté en vert, cela signifie que la valeur de sa phase est proche de 0, si la couleur tend vers le bordeaux, elle tend vers π et si la couleur tend vers le bleu foncé, elle tend vers $-\pi$. On observe sur l'ensemble des représentations graphiques présentées ci-dessus que plus le nombre de faisceaux à combiner augmente, plus la valeur des déphasages entre les émetteurs est importante et tend vers des valeurs extrêmes. Par conséquent, on peut d'ores et déjà faire le rapprochement entre la chute du rapport de Strehl (et aussi du taux de combinaison) et l'accroissement des déphasages en champ proche lorsque le nombre de faisceaux augmente.

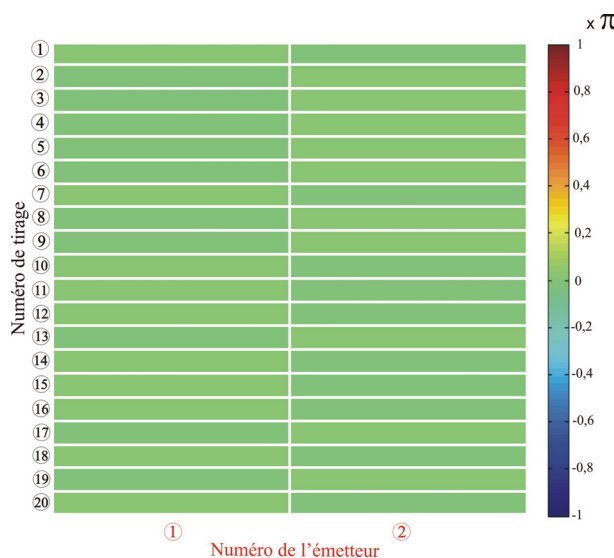


Figure III.43 : Déphasages pour 2 émetteurs

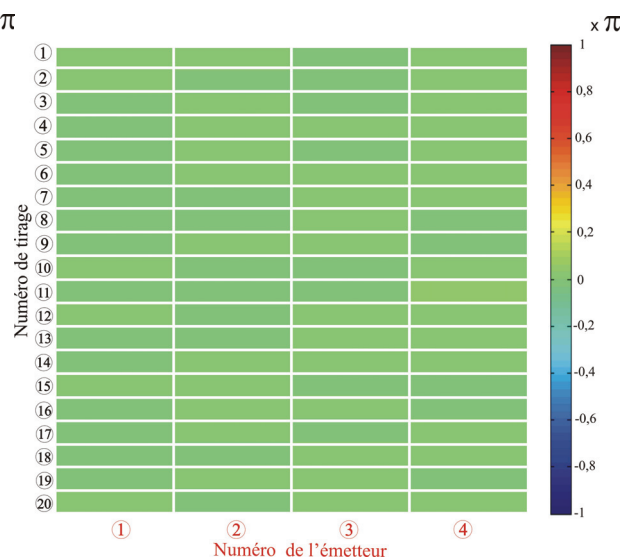


Figure III.44 : Déphasages pour 4 émetteurs

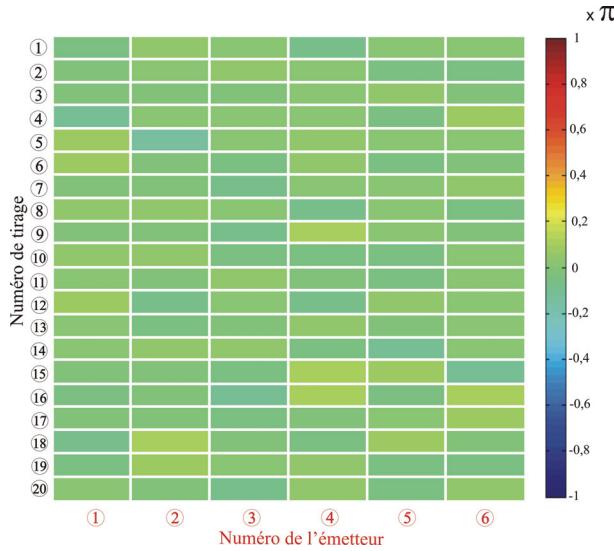


Figure III.45 : Déphasages pour 6 émetteurs

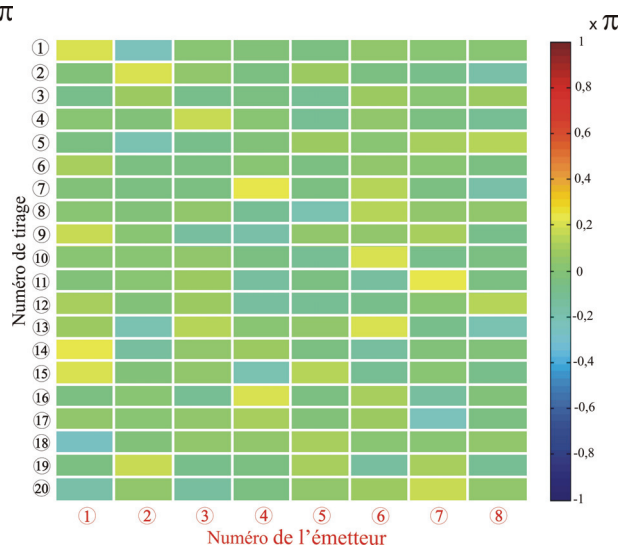


Figure III.46 : Déphasages pour 8 émetteurs

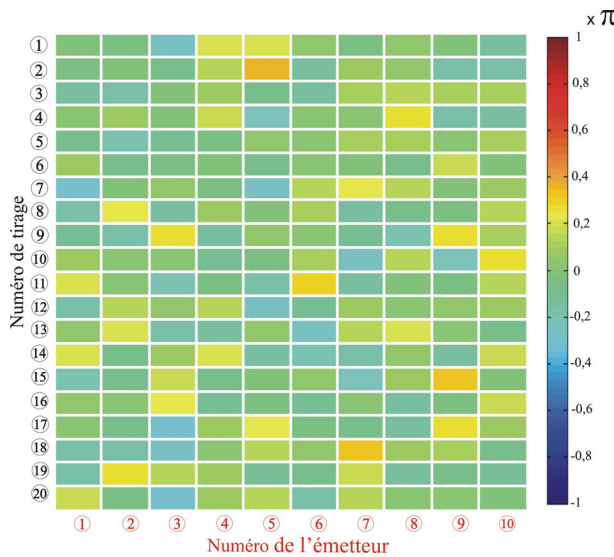


Figure III.47 : Déphasages pour 10 émetteurs

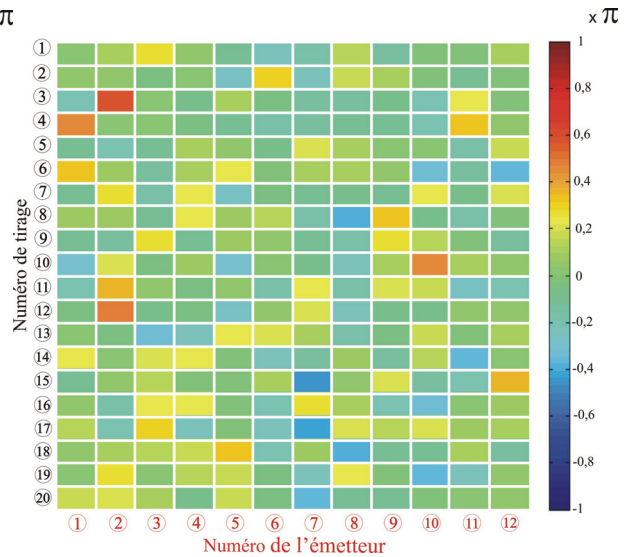


Figure III.48 : Déphasages pour 12 émetteurs

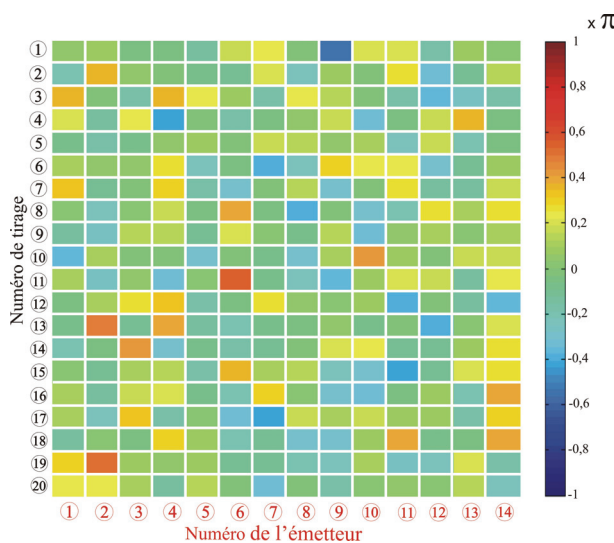


Figure III.49 : Déphasages pour 14 émetteurs

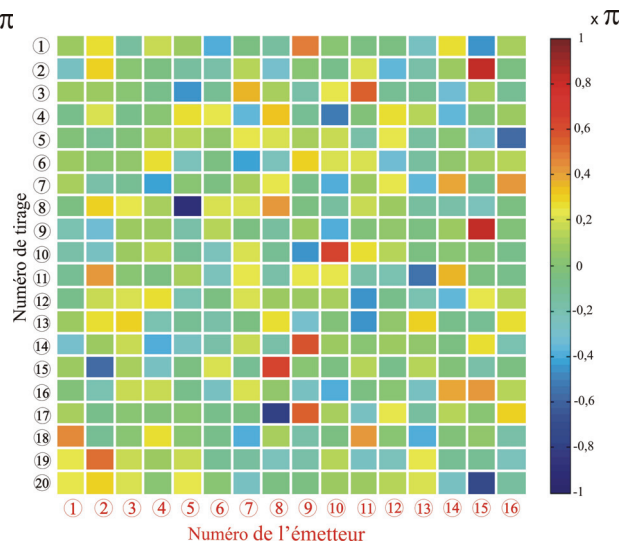


Figure III.50 : Déphasages pour 16 émetteurs

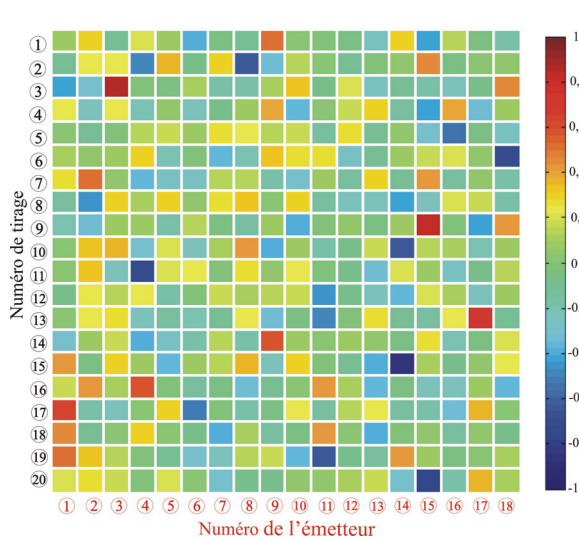


Figure III.51 : Déphasages pour 18 émetteurs

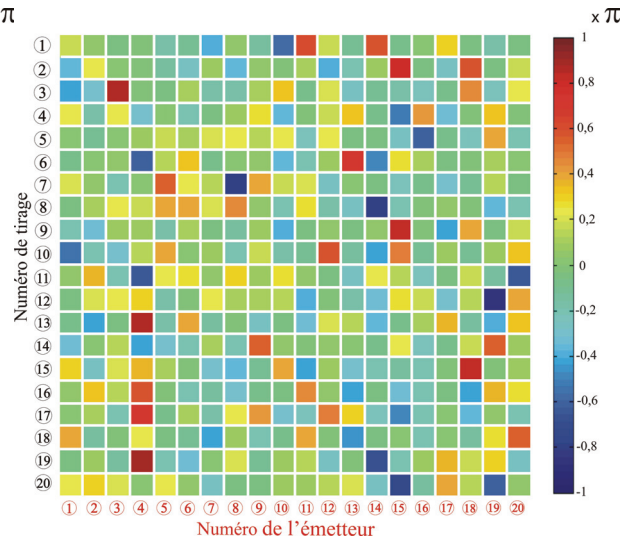


Figure III.52 : Déphasages pour 20 émetteurs

Pour une lecture plus simple et une interprétation plus aisée de ces résultats, nous avons calculé le déphasage moyen sur les 20 tirages effectués et nous avons rapporté cette information sur le graphique de la figure III.53 où sont aussi représentés les résultats obtenus en terme d'évolution du rapport de Strehl.

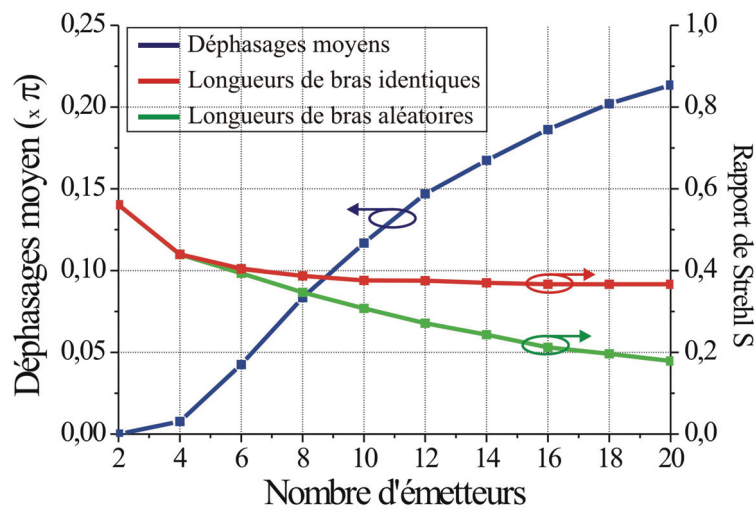


Figure III.53 : Evolution des déphasages moyens et du rapport de Strehl en fonction du nombre d'émetteurs élémentaires

On observe que l'évolution du déphasage moyen calculé en fonction du nombre d'émetteurs suit une progression comparable à celle du rapport de Strehl. En effet, la chute du rapport de Strehl dans le cas de longueurs aléatoires est liée à l'augmentation du déphasage moyen en champ proche de l'ensemble des émetteurs. Il est à remarquer sur les

représentations graphiques des figures III.52 illustrant un nombre de faisceaux élevés, qu'il n'y a en règle générale que deux ou trois émetteurs véritablement déphasés par rapport aux autres mais qui viennent considérablement dégrader la qualité du faisceau de sortie et par conséquent le rapport de Strehl et le taux de combinaison.

III.4. MISE EN EVIDENCE DU GAIN APORTE PAR LA COMBINAISON COHERENTE PAR RAPPORT A UNE SOMMATION INCOHERENTE

Nous avons détaillé dans le premier chapitre les grands principes des deux techniques de combinaison, cohérente et incohérente. Le principal avantage de la méthode cohérente est qu'elle permet d'augmenter fortement la brillance de la source recombinaison pour un même encombrement total des émetteurs en champ proche. Pour mettre en évidence le gain apporté en terme de brillance par une technique de combinaison cohérente par rapport à une sommation incohérente, nous avons tracé sur la figure III.54 l'évolution du paramètre K en fonction du nombre de faisceaux élémentaires pour deux cas de figure différents ; en rouge dans le cas cohérent idéal (longueurs de bras identiques) et en bleu dans une configuration pratique (longueurs de bras aléatoires) calculée à partir des caractéristiques précédemment énoncées (bande spectrale d'émission de 5nm et différence de marche fixée aléatoirement entre 1m et 3m).

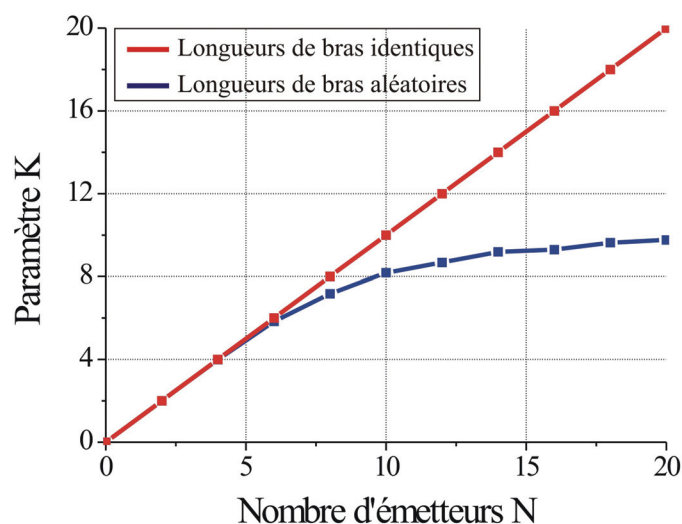


Figure III.54 : Evolution du paramètre K en fonction du nombre d'émetteurs

L'évolution du paramètre K suit à nouveau la même progression dans les cas cohérents idéaux et réels lorsque le nombre d'émetteurs est inférieur à 8. Au-delà, les deux traces se

séparent et s'éloignent continûment l'une de l'autre. Malgré la perte d'efficacité du processus de combinaison cohérente observée dans le cas pratique par rapport au cas idéal, le gain en terme de brillance représenté par le paramètre K est indéniable. Lorsque le nombre d'émetteurs est de 10, le gain apporté par la combinaison cohérente par rapport à la sommation incohérente est de 8. De même, pour 20 émetteurs, malgré la perte d'efficacité du processus de combinaison cohérente dans le cas réel, le gain reste important, proche de 10.

IV. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA COMBINAISON COHERENTE DE LASERS PAR FILTRAGE SPATIAL A FAIBLE NIVEAU DE PUISSANCE

L'étude expérimentale que nous avons effectuée est destinée à valider le principe de mise en phase passive par filtrage spatial au sein d'une cavité multi-émetteurs. Je décrirai dans un premier temps le principe de la mise en œuvre expérimentale puis je présenterai les résultats expérimentaux obtenus : l'analyse du verrouillage en phase sera effectuée grâce à des relevés de champs lointains et de spectres de fréquences temporelles. Ces résultats pourront alors être confrontés à ceux calculés précédemment.

IV.1. DESCRIPTION DE LA MISE EN OEUVRE EXPERIMENTALE

Le montage expérimental de la cavité multi-émetteurs que nous avons étudiée est représenté sur la figure III.55.

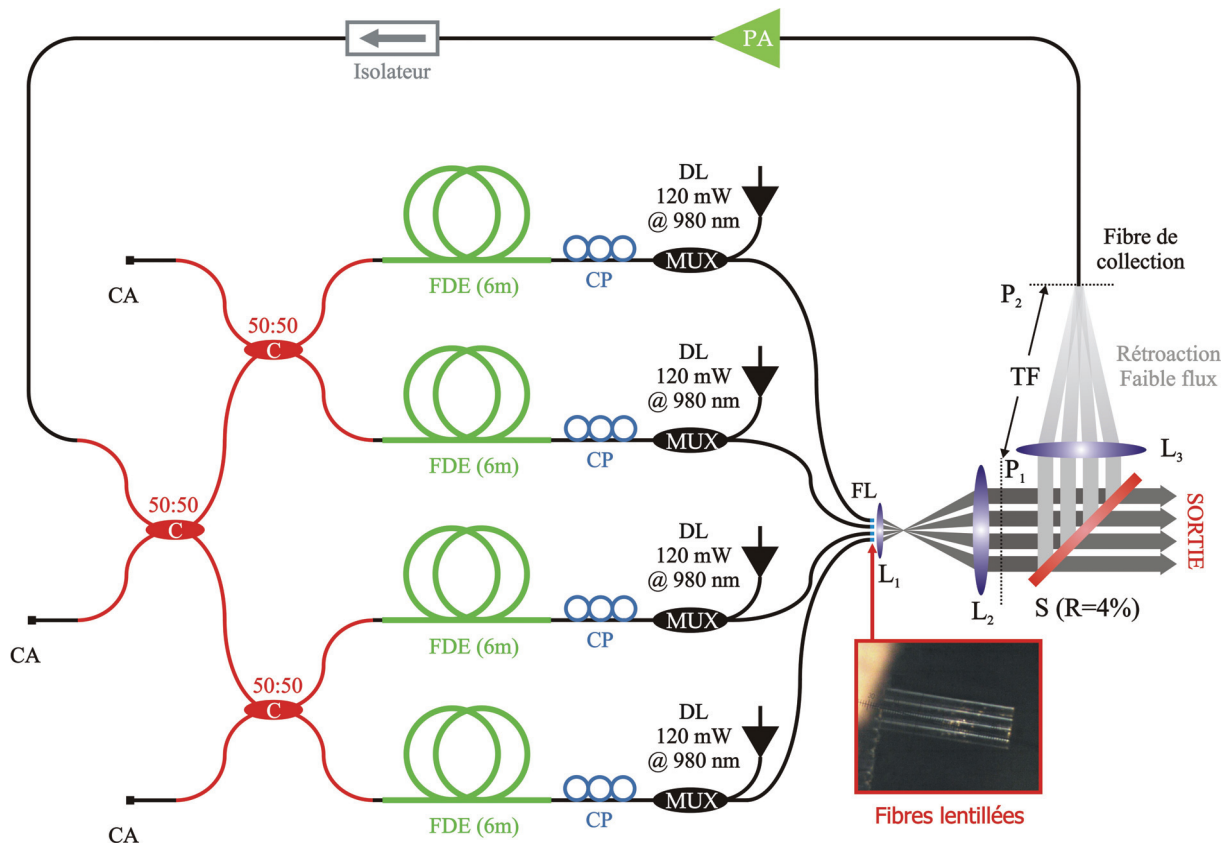


Figure III.55 : Montage expérimental de la cavité ramifiée à 4 émetteurs

Cette architecture laser est construite autour d'un arrangement parallèle de quatre amplificateurs identiques placés dans une cavité en anneau. Chacun d'eux est composé de 6m

de fibre dopée erbium (FDE) pompée par une diode laser (DL) émettant autour de 980nm et délivrant une puissance maximale de 120mW. Les sorties des amplificateurs sont soudées à une matrice en ligne de fibres lentillées (FL) espacées de 140 μ m et destinées à collimater les faisceaux. Ces fibres lentillées augmentent le diamètre du mode guidé de 5 μ m à 70 μ m en parcourant seulement quelques millimètres et sans changer le diamètre externe de la fibre fixé à 125 μ m. Grâce au large diamètre de faisceau obtenu en sortie, nous parvenons à un taux de remplissage en champ proche de 50% ce qui réduit fortement le nombre de lobes latéraux présents sur la figure de diffraction (figure III.2). Le couple de lentilles L_1 et L_2 opère ensuite un grandissement, dans le plan P_1 , de la face de sortie des fibre lentillées. Une faible proportion du signal (4% dû à la réflexion de Fresnel) réfléchi par la lame (S) est renvoyée vers la lentille L_3 qui effectue une transformée de Fourier dans le plan P_2 du champ proche situé dans le plan P_1 . La majeure partie du signal est transmise à travers la séparatrice et constitue la sortie du laser. Tous les faisceaux élémentaires interfèrent dans le plan P_2 . On obtient dans ce même plan l'affichage du spectre de fréquences spatiales qui est alors filtré spatialement par la fibre de collection. En effet, les distances focales des lentilles $L_1 = 8$ mm, $L_2 = 100$ mm et $L_3 = 50$ mm sont choisies afin d'ajuster (ici seulement sur une dimension) la taille du lobe central de la figure de diffraction au diamètre du cœur de la fibre de collection. Le signal collecté est alors envoyé sur le bras commun vers un ensemble de coupleurs (C) 50:50 chargés d'alimenter de façon équilibrée les quatre amplificateurs. Afin d'éviter toute rétroaction parasite dans la cavité laser, tous les ports inutilisés des coupleurs sont clivés en angle (CA). De plus, la présence d'un isolateur sur le bras commun de la cavité permet d'imposer le sens de circulation souhaité au signal. Nous utilisons aussi un préamplificateur (PA) destiné à assurer la saturation des amplificateurs. Enfin, parce que le processus de combinaison est cohérent, chaque bras ramifié de la cavité est muni d'un contrôleur de polarisation (CP) dont le rôle est d'ajuster les états de polarisation afin de maximiser l'efficacité de combinaison. Au final, les relations de phase entre les différents émetteurs s'auto-ajustent par le biais d'une sélection des fréquences d'oscillation pour obtenir le recouvrement le plus important possible entre le mode de la fibre de collection et la figure de diffraction affichée en champ lointain. Le laser oscille alors sur les fréquences de moindres pertes.

Nous avons pu mesurer la longueur de chacune des cavités élémentaires à l'aide d'un analyseur de spectre électrique. Les résultats obtenus sont tracés figure III.56. Ces longueurs de cavités élémentaires sont comprises entre 73m et 85m avec au minimum une différence de

marche de 2,5m, valeur qui est cohérente avec les simulations précédemment effectuées. Ces longueurs très élevées s'expliquent par la présence de nombreux composants fibrés dans la cavité ramifiée et particulièrement du préamplificateur commercial Keopsys qui contient plus de 50m de fibre.

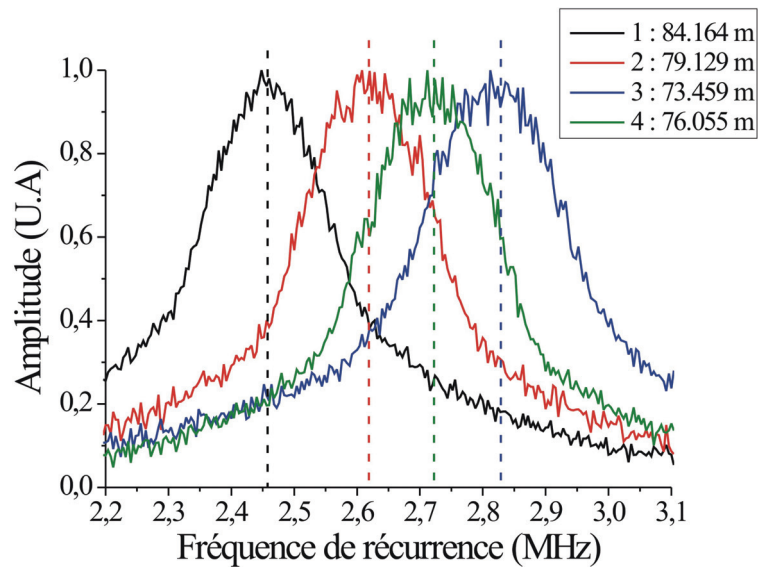


Figure III.56 : Spectres électriques des cavités lasers élémentaires

En terme de puissance moyenne, chacun des amplificateurs délivre environ 50mW. On retrouve par conséquent en sortie un total de 200mW. Ces niveaux de puissance sont faibles mais le but est de réaliser une démonstration de principe afin de valider le fonctionnement de l'architecture laser.

Il est à noter que nous avons aussi caractérisé l'état de polarisation des faisceaux en sortie de cavité. Chacun d'eux est polarisé rectilignement par la lame séparatrice jouant le rôle de coupleur de sortie. Cet élément effectue une sélection en polarisation sur chacun des faisceaux élémentaires cophasés.

IV.2. OBSERVATION DU SPECTRE DE FREQUENCES SPATIALES

L'acquisition ainsi que l'analyse du spectre de fréquences spatiales s'effectue en sortie de cavité ramifiée à l'aide d'une lentille convergente associée à un objectif de microscope et une caméra infrarouge (figure III.57). La lentille L_4 effectue une transformée de Fourier de la même manière que la lentille L_3 présente dans le montage illustré figure III.55. Par

conséquent, on affiche dans le plan focal objet de l'objectif de microscope le même spectre de fréquences que celui présent dans le plan P_2 . L'objectif permet uniquement d'agrandir l'image afin d'exploiter au mieux toute la fenêtre de la caméra infra-rouge.

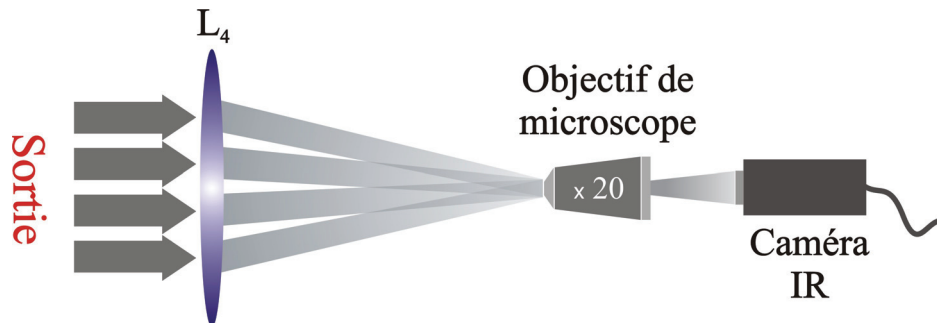


Figure III.57 : Dispositif de visualisation

Les résultats expérimentaux présentés sur la figure III.58 illustrent les champs lointains obtenus lorsqu'on laisse se propager intra-cavité 1 à 4 faisceaux provenant des 4 émetteurs. Nous faisons apparaître sur les images les fréquences spatiales N_x et N_y respectivement en abscisse et en ordonnée. La puissance incidente vue par la caméra est ajustée afin d'obtenir la meilleure dynamique possible. Comme le prévoit la théorie, le lobe central de la figure de diffraction que l'on observe en champ lointain s'affine lorsque le nombre N d'émetteurs augmente. De plus, on voit bien apparaître comme prévu $N-2$ lobes secondaires entre le lobe principal central et les lobes principaux latéraux. En d'autres termes, entre les maxima du lobe principal et des latéraux, on retrouve $N \cdot \frac{\phi_L}{2}$ où ϕ_L est la largeur de ces lobes.

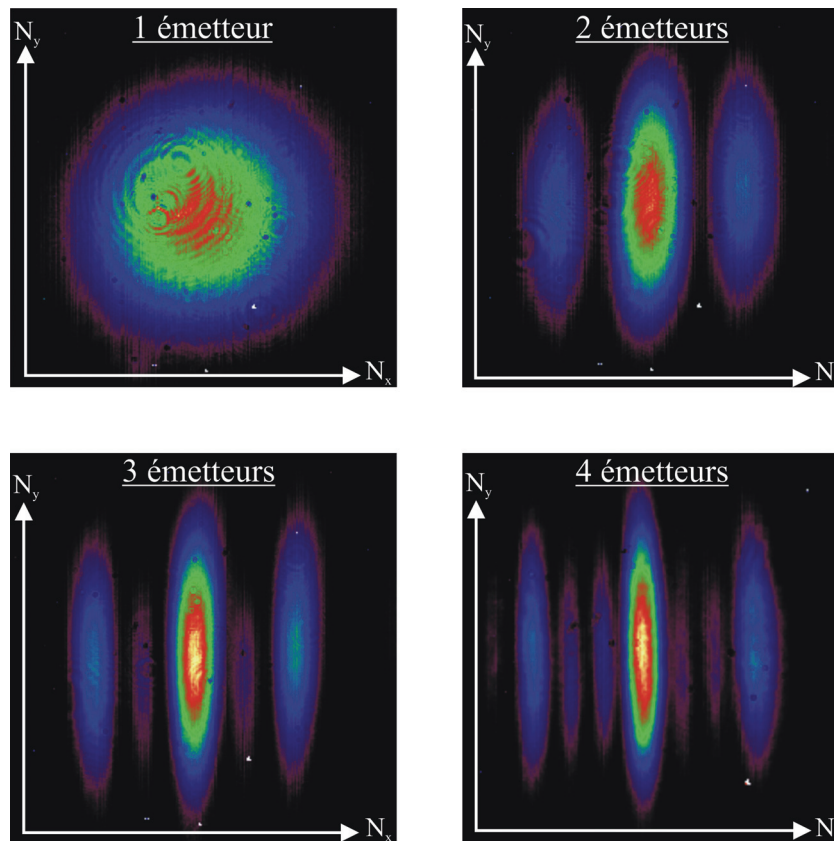


Figure III.58 : Champs lointains expérimentaux

La figure III.59 reprend l'image du champ lointain pour 4 émetteurs à laquelle a été ajouté le profil associé. Nous allons étudier plus en détail dans le paragraphe suivant le profil obtenu en le comparant au profil théorique.

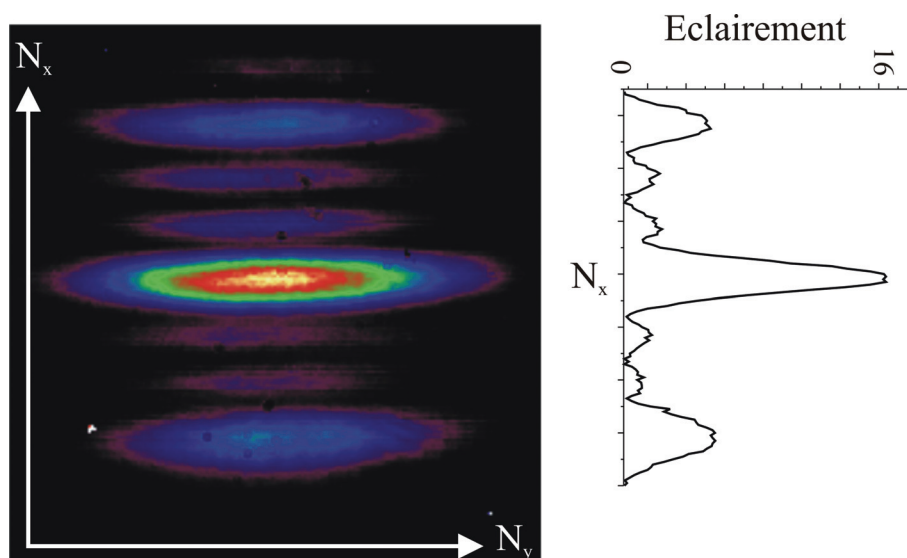


Figure III.59 : Champ lointain expérimental et profil associé pour 4 émetteurs verrouillés en phase

IV.2.1. Comparaison entre le champ lointain théorique et expérimental

Sur la figure III.60 sont représentés les profils des champs lointains obtenus expérimentalement et par le calcul. Le profil théorique a été calculé à partir d'un champ proche dont la répartition transversale d'amplitude est calquée sur les résultats expérimentaux, la répartition de phase est fixée à zéro (4 émetteurs en phase). Les différences d'amplitude entre les 4 faisceaux en champ proche peuvent être attribuées d'une part à des taux de partage inégaux au niveau des coupleurs. Elle peut également être attribuée à un état de polarisation un peu désadapté au filtrage en polarisation imposé par le coupleur de sortie.

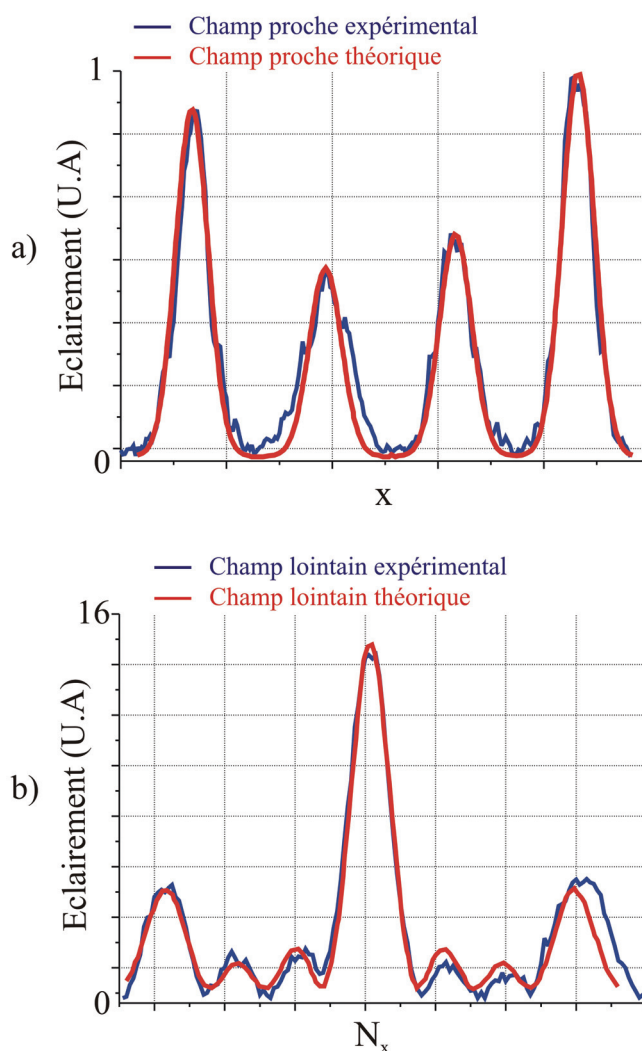


Figure III.60 : Superposition du profil expérimental et du profil calculé des champs a) proche et b) lointain

On remarque une très bonne concordance entre les deux profils ce qui prouve une très bonne efficacité du processus de combinaison cohérente. Le contraste des franges, très bon mais pas parfait, est légèrement dégradé par les inégalités en amplitude des émetteurs en champ proche. De plus, la discordance apparaissant au niveau du lobe secondaire situé sur la droite du champ lointain est la conséquence directe d'un léger défaut de pointé d'un des émetteurs qui n'est pas simulé.

IV.2.2. Mesure de la stabilité en puissance

Afin d'évaluer la stabilité en puissance du signal de sortie du laser ramifié comportant 4 émetteurs, nous avons mesuré les fluctuations de puissance contenue dans le lobe central (zone en rouge sur la figure III.61) en le filtrant spatialement à l'aide d'une fente.

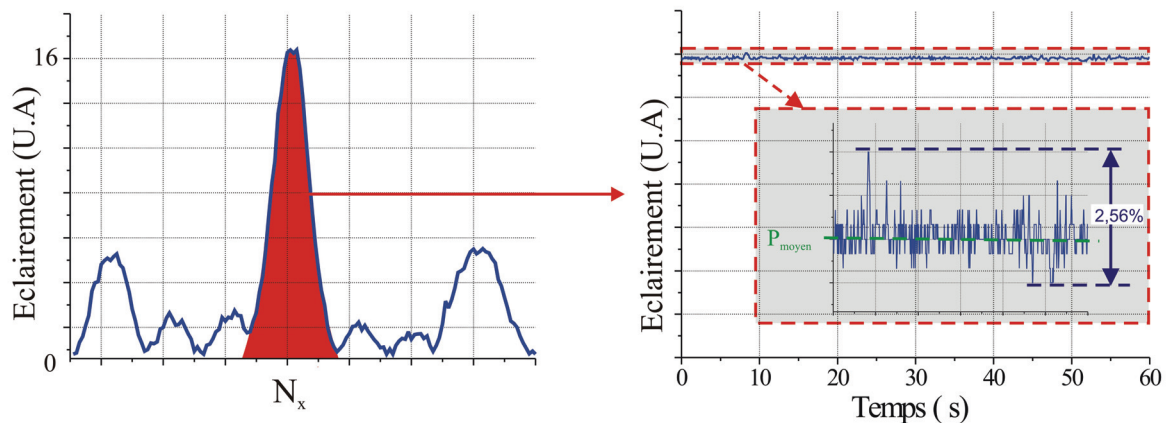


Figure III.61 : Mesure de la variation en puissance dans le lobe central du champ lointain

La mesure en puissance a été effectuée à l'aide d'une photodiode de temps de réponse égal à 70ms. La courbe obtenue tracée sur la figure III.61 fait apparaître l'évolution de la puissance autour d'une valeur moyenne P_{moyen} et cela pendant une minute. Les résultats que nous avons récoltés montrent une très bonne stabilité en puissance du signal utile. Les fluctuations crêtes en puissance sont minimales ne dépassant pas $\pm 1,5\%$ autour du P_{moyen} .

IV.2.3. Observation expérimentale du gain en brillance apporté par une technique de combinaison cohérente

Nous avons présenté précédemment dans le paragraphe III.4 des résultats de calculs mettant en évidence le gain apporté par une technique cohérente par rapport à une sommation incohérente. Nous avons pu au cours des expérimentations, vérifier les résultats concrètement

dans le cas cohérent en mesurant l'évolution de la puissance crête du lobe central du champ lointain en fonction du nombre d'émetteurs mis en jeu. Les profils de ces champs lointains sont représentés sur la figure III.62.

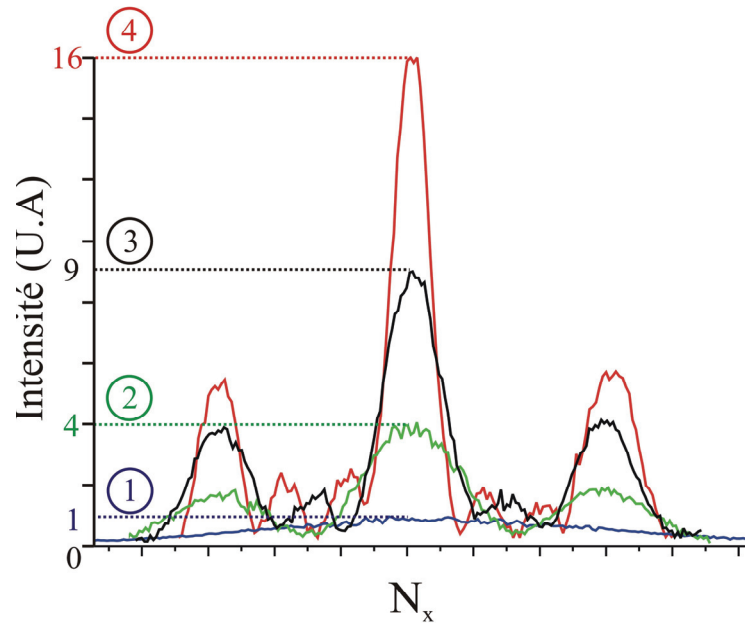


Figure III.62 : Evolution du profil du champ lointain pour 1, 2, 3 ou 4 émetteurs

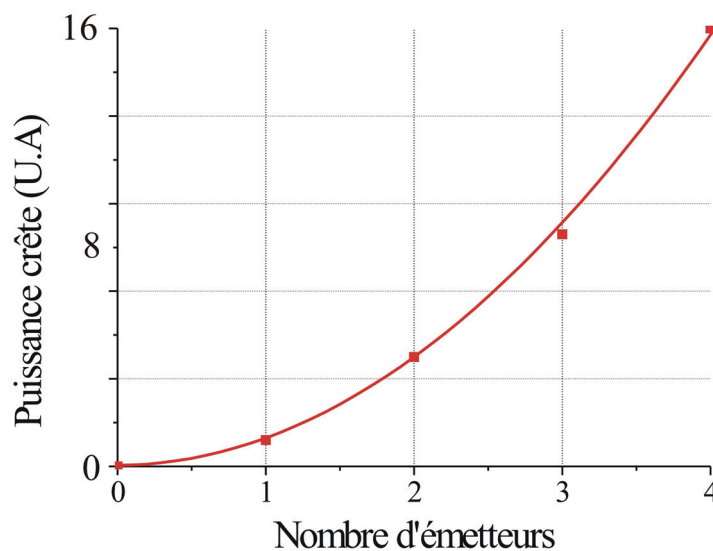


Figure III. 63 : Evolution de la puissance crête du champ lointain en fonction du nombre d'émetteurs

La courbe expérimentale suit une évolution quasi quadratique prouvant ainsi que les faisceaux sont en phase (figure III.63).

IV.2.4. Mise en évidence de l'agilité en pointé du faisceau de sortie

Un avantage supplémentaire de cette méthode de combinaison passive est l'agilité de pointé. En effet, en décalant la fibre de collection à l'intérieur de l'enveloppe du champ lointain du spectre d'onde plane suivant une ligne perpendiculaire aux franges d'interférences, les lobes se décalent clairement dans le champ lointain en suivant la position transversale de la fibre. Le schéma de la figure III.64 montre cette agilité de pointé pour un décalage de fibre d'une fraction de période entre le champ lointain 1 et le champ lointain 2.

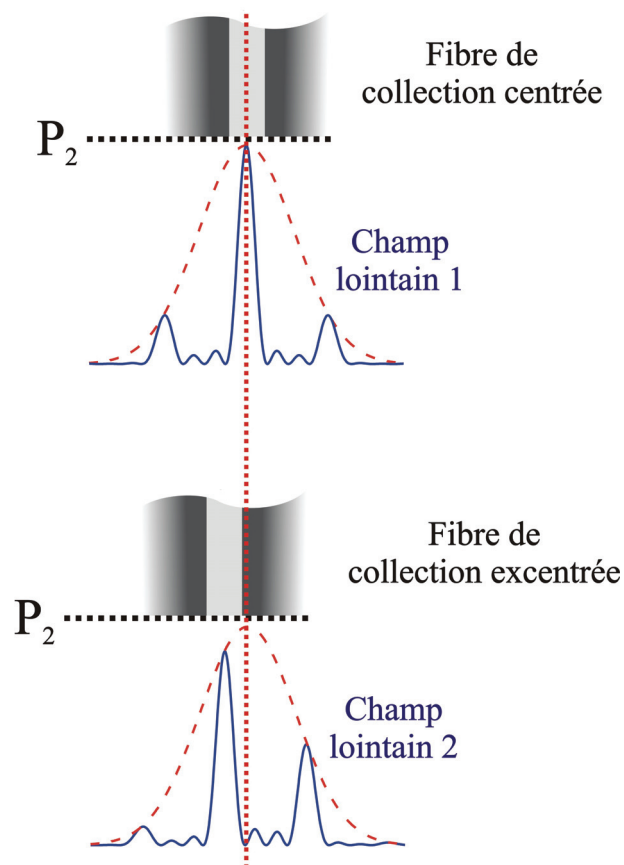


Figure III.64 : Principe de fonctionnement de l'agilité en pointé

Nous avons observé expérimentalement ce phénomène et reporté trois images enregistrées à l'aide de la caméra CCD IR sur la figure III.65, correspondant à 3 positions différentes de la fibre de collection dont le cœur est matérialisé par le rond noir. Le balayage angulaire obtenu après un décalage d'une demie période du champ lointain (entre l'image III.65.a et III.65.c) correspond à un angle $\frac{\lambda}{2 \cdot \gamma \cdot p}$ de 0.45mrad où γ et p sont respectivement le

grandissement effectué par le couple de lentilles L_1/L_2 et le pas de la matrice de fibres lentillées.

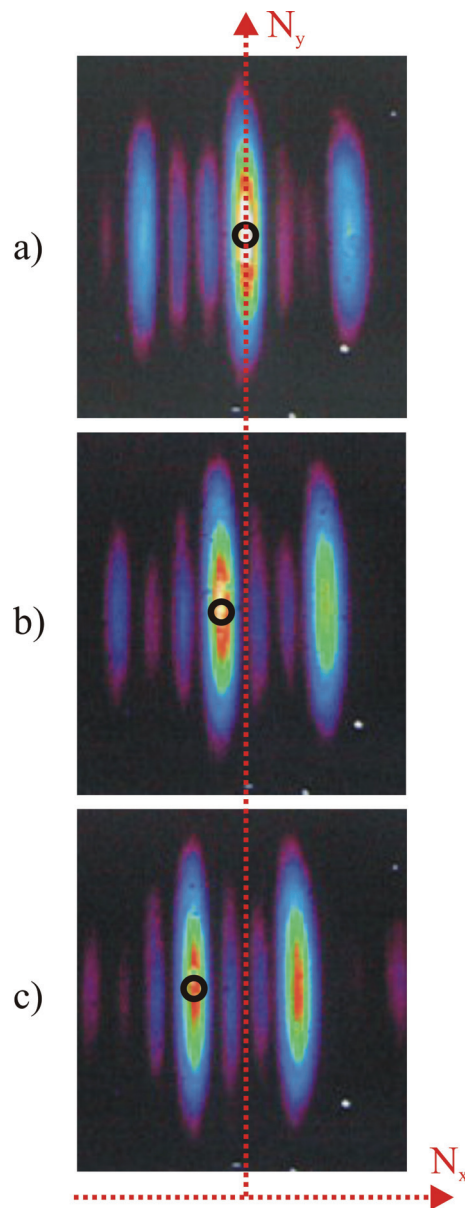


Figure III.65 : Observation expérimentale de l'agilité en pointé du faisceau de sortie ; le cercle noir désigne le positionnement du cœur de la fibre de collection

Ce comportement s'explique à nouveau par l'auto-ajustement des phases relatives des quatre faisceaux afin de favoriser l'émission laser à pertes intra-cavité minimales.

IV.3. ETUDE EXPERIMENTALE DE L'EVOLUTION DU SPECTRE DE FREQUENCES TEMPORELLES EN FONCTION DU NOMBRE D'EMETTEURS

Nous avons observé expérimentalement et en temps réel l'évolution au cours du temps du spectre de fréquences temporelles en fonction du nombre d'émetteurs utilisés. Pour cela, nous avons monté un spectroscopie à réseau à la sortie d'une cavité multi-émetteurs destinée à recombiner 5 faisceaux (figure III.66). La transformée de Fourier du champ proche est affichée au foyer image de la lentille L_1 puis filtrée spatialement à l'aide de la fente d'entrée du spectroscopie. Comme l'illustre la figure III.66, ce filtrage spatial est imposé perpendiculairement aux franges d'interférences de la tâche de diffraction afin de visualiser à la fois les fréquences temporelles λ sur un axe de la caméra et les fréquences spatiales N_x sur l'autre axe. Le faisceau est ensuite collimaté par la lentille L_2 afin de couvrir un maximum de traits du réseau de diffraction et par conséquent obtenir la meilleure résolution possible. Le signal est enfin envoyé à travers les lentilles L_3 et L_4 vers une caméra infrarouge nous permettant de visualiser les deux spectres en temps réel.

Les résultats expérimentaux sont présentés sur les figures III.67 à III.71. Nous avons représenté les images obtenues à l'aide de la caméra IR et leurs profils associés lorsque le nombre de faisceaux à recombiner varie de 1 à 5. La résolution du spectroscopie est de 0,02nm. Elle ne permet pas de résoudre les modes longitudinaux ni les modulations spectrales lorsque le nombre d'émetteurs est faible (jusqu'à 4). Pour 5 émetteurs, cette structuration devient visible. En effet, les coïncidences des modes longitudinaux des lasers élémentaires devenant plus rares, il est alors possible de les visualiser.

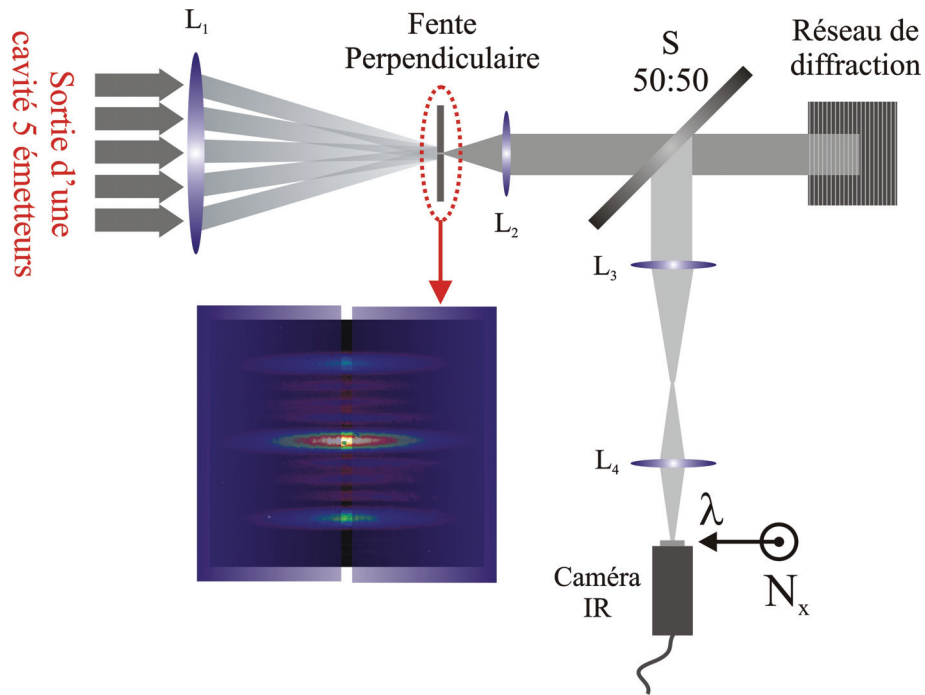


Figure III.66 : Schéma du spectro-imageur pour la visualisation simultanée du spectre de fréquences temporelles (λ) et spatiales (N_x)

Celles-ci glissent dans le temps pour assurer la compensation des perturbations extérieures (température, contraintes...) modifiant en permanence la longueur des bras de la cavité ramifiée et par conséquent les déphasages relatifs entre chacun d'eux. Les légères fluctuations de puissance rapportées dans le paragraphe IV.2.2 sont la conséquence directe de ce phénomène.

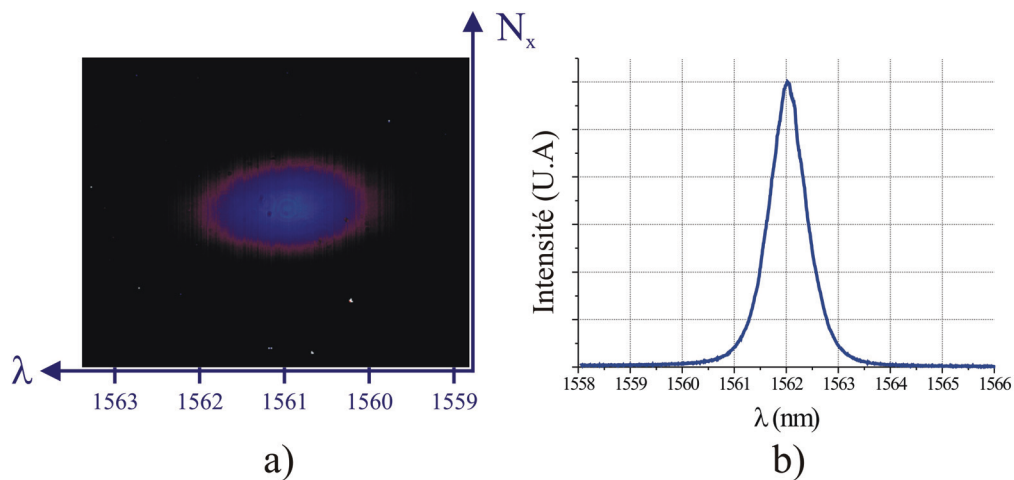


Figure III.67 : Spectre de fréquences temporelles pour 1 émetteur
 a) Eclaircissement en sortie du spectre de fréquences temporelles (selon l'axe horizontal) et spatiales (selon l'axe vertical), b) Allure du spectre (λ) correspondant

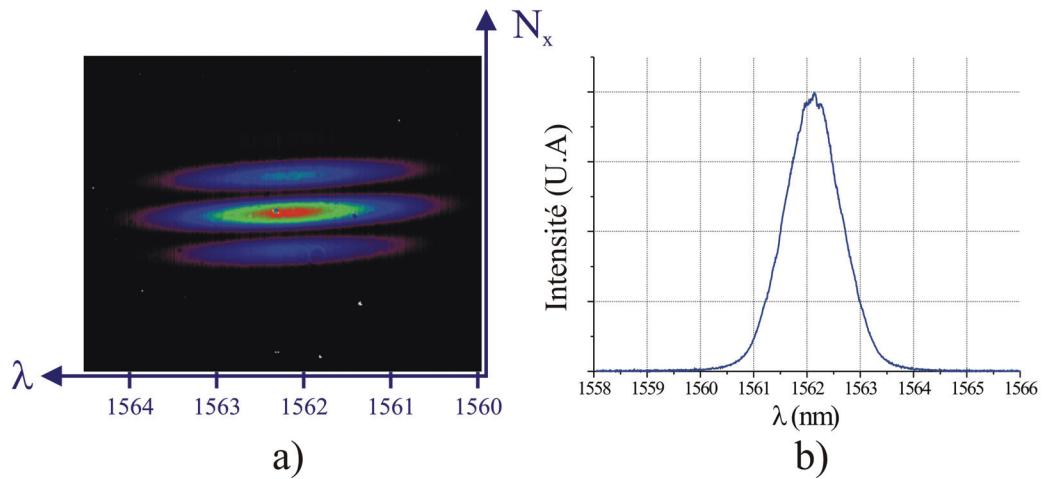


Figure III.68 : Spectre de fréquences temporelles pour 2 émetteurs

a) Eclairage en sortie du spectre de fréquences temporelles (selon l'axe horizontal) et spatiales (selon l'axe vertical), b) Allure du spectre (λ) correspondant

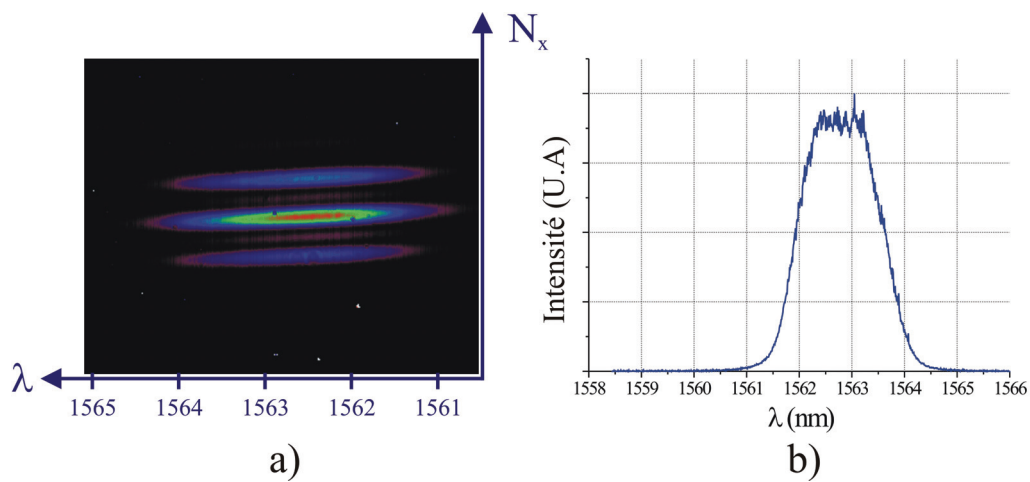


Figure III.69 : Spectre de fréquences temporelles pour 3 émetteurs

a) Eclairage en sortie du spectre de fréquences temporelles (selon l'axe horizontal) et spatiales (selon l'axe vertical), b) Allure du spectre (λ) correspondant

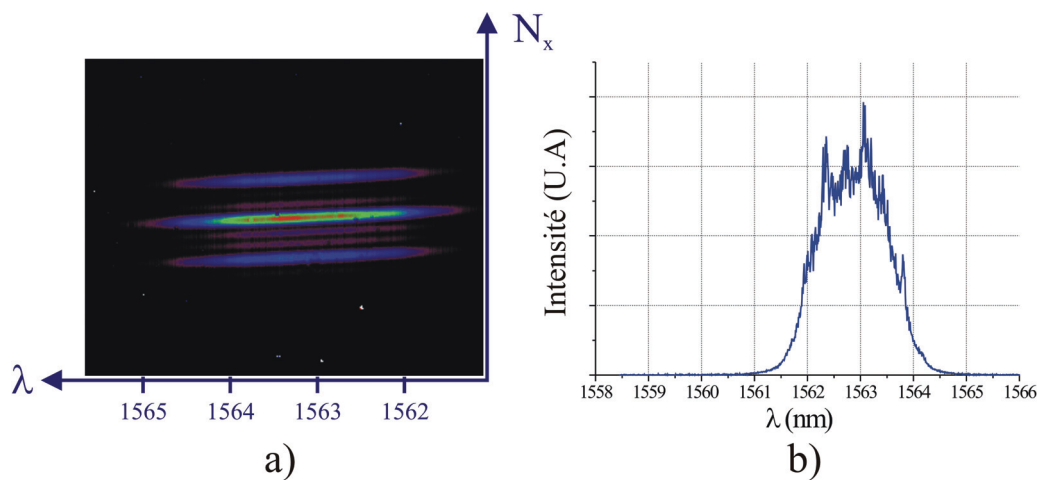


Figure III.70 : Spectre de fréquences temporelles pour 4 émetteurs

a) Eclairage en sortie du spectre de fréquences temporelles (selon l'axe horizontal) et spatiales (selon l'axe vertical), b) Allure du spectre (λ) correspondant

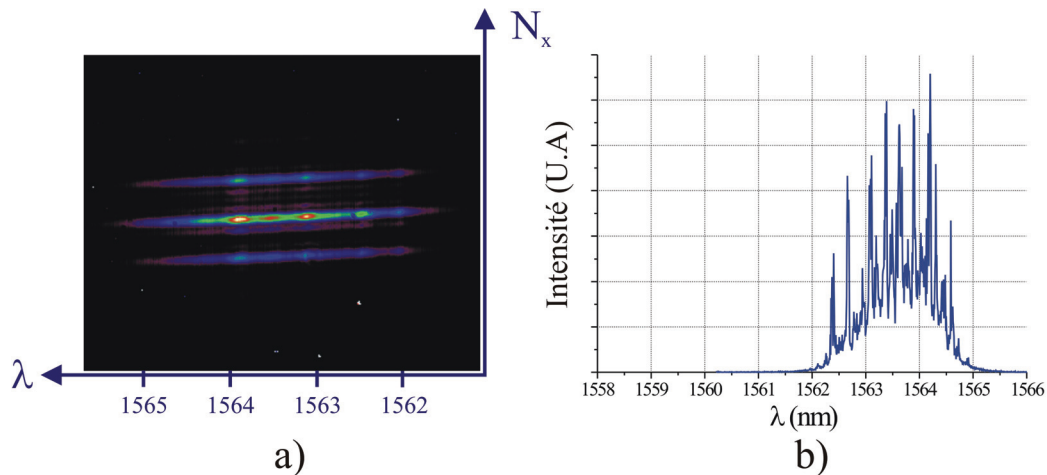


Figure III.71 : Spectre de fréquences temporelles pour 5 émetteurs

a) Eclairage en sortie du spectre de fréquences temporelles (selon l'axe horizontal) et spatiales (selon l'axe vertical), b) Allure du spectre (λ) correspondant

En plus de la raréfaction des coïncidences observées lorsque le nombre de faisceaux élémentaires augmente, on constate un élargissement de la bande spectrale d'émission. L'ion erbium possède une raie principalement à élargissement homogène : il y a donc compétition entre les modes longitudinaux. Lorsqu'un petit nombre d'émetteurs oscillent, le laser composite fonctionne sur une bande spectrale étroite puisque les modulations spectrales sont serrées. A plus grand nombre d'émetteurs, les coïncidences se faisant plus rares, l'émission se produit alors sur une bande spectrale plus large. Cependant, de façon générale, la diminution de leur nombre aura pour conséquence, à nombre d'émetteurs élevés, une baisse de l'efficacité de combinaison comme on a pu le voir de façon numérique.

CONCLUSION

Ce dernier chapitre a été consacré à l'étude d'une nouvelle méthode de combinaison cohérente de lasers fibrés par filtrage spatial au sein d'une cavité multi-émetteurs.

L'étude préalable du système d'agencement pupillaire en champ proche nous a conduit à conclure qu'il était nécessaire d'utiliser un système de collimation en sortie de chacun des amplificateurs élémentaires afin de juxtaposer au mieux les faisceaux de sortie entre eux et par conséquent d'augmenter le taux de remplissage. L'optimisation de ce paramètre est nécessaire car il est à l'origine de la fraction d'énergie contenue dans le lobe central de la figure de diffraction et donc de la puissance utile.

Une étude numérique exploitant un modèle de cavité sans gain, calquée sur l'architecture laser que nous avons développée nous a permis d'évaluer l'efficacité du filtrage spatial assuré par la fibre de collection et de quantifier la proportion d'énergie à collecter dans le lobe central. Cette étude nous a aussi amené à effectuer une première évaluation du nombre maximum d'émetteurs qu'il est possible de mettre en phase à l'aide d'une technique passive de combinaison cohérente. Nous avons estimé qu'au-delà de 8 émetteurs, l'efficacité du processus de combinaison se dégrade fortement, ce qui confirme des résultats obtenus lors d'études antérieures [SHI. 04, SAB. 03b]. Nous avons pu mettre en avant des moyens permettant de repousser cette limite tels que travailler sur une bande spectrale plus grande ou en encore utiliser des différences de marche importantes entre chacun des bras de la cavité ramifiée. Ces modifications apportées aux caractéristiques de la cavité ont pour effet d'augmenter le nombre de solutions potentielles et de lutter contre la raréfaction des coïncidences spectrales. Il est alors envisageable de repousser le seuil à partir duquel le taux de combinaison se met à chuter.

Nous avons enfin confronté ces résultats théoriques à ceux obtenus expérimentalement pour un réseau de 4 émetteurs disposés en ligne. Les résultats qui ont été présentés dans ce chapitre prouvent la bonne concordance entre les prévisions numériques et les mesures pratiques. Enfin, l'étude de l'évolution du spectre de fréquences temporelles en fonction du nombre d'émetteurs (jusqu'à 5) a mis en évidence pour la première fois expérimentalement le phénomène de raréfaction de coïncidences spectrales prévu par le calcul. Nous avons pu observer la chute du nombre de coïncidences modales accompagnée d'instabilités dans la bande spectrale d'émission et d'une dégradation du profil du champ lointain émis.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

A

- [AUG. 04] S. J. AUGST, T. Y. FAN, and A. SANCHEZ, “Coherent beam combining and phase noise measurements of Ytterbium fiber amplifiers”, *Optics Letters*, vol.29, N°5, 2004

B

- [BRU. 05] H. BRUESSELBACH, S. WANG, M. MINDEN, D. C. JONES, and M. MANGIR, “Power-scalable phase-compensating fiber-array transceiver for laser communications through the atmosphere,” *Journal of Optical Society of America B*, vol.22, N°.2, 2005

D

- [DEM. 06a] S. DEMOUSTIER, A. BRIGNON, E. LALLIER, J.P. HUIGNARD and J. PRIMOT, “Coherent Combining of 1.5 μm Er-Yb Doped Single Mode Fiber Amplifiers,” *Proceedings of Conference on Laser and Electro-Optics*, CLEO US CThAA5, 2006
- [DEM. 06b] S. DEMOUSTIER, “Recombinaison cohérente de fibres laser,” *Thèse de doctorat*, Université de Paris XI, 2006

R

- [ROG. 05] J.L. ROGERS, S. PELES and K. WIESENFELD “Modal for high gain laser arrays,” *IEEE Journal Of Quantum Electronics*, vol.41, 2005

S

- [SAB. 03a] D. SABOURDY, V. KERMÈNE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, L. LEFORT, A. BARTHÉLÉMY, P. EVEN and D. PUREUR “Efficient coherent combining of widely tunable fiber lasers,” *Optics Express*, vol.11, N°.2, 2003
- [SAB. 03b] D. SABOURDY, “ Contribution au contrôle cohérent des rayonnements lasers : Emission d’un faisceau homogène dans un laser de large section, combinaison de puissance dans des cavités ramifiées : application aux lasers fibrés,” *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, 2003
- [SHA. 06] T. M. SHAY, V. BENHAM, J. T. BAKER, CAPT. B. WARD, A. D. SANCHEZ, M. A. CULPEPPER, SGT. D. PILKINGTON, LT. J. SPRING, LT. DOUGLAS J. NELSON, and LT. C. A. LU, “First experimental demonstration of self synchronous phase locking of an optical array,” *Optics Express*, vol.14, N°.25, 2006
- [SHI. 04] A. SHIRAKAWA, K. MATSUO, and K. UEDA “Power summation and bandwidth narrowing in coherently-coupled fiber laser array,” *Proceedings of Conference on Laser and Electro-Optics*, CLEO US CThGG2, 2004
- [SHI. 05] A. SHIRAKAWA, K. MATSUO, and K. UEDA “Fiber laser coherent array for power scaling, bandwidth narrowing and coherent beam direction control,” *Proceedings of SPIE*, vol.5709, 2005

T

- [TON. 01] M. TONDUSSON, C. FROEHLI, V. KERMENE and M. VAMPOUILLE, “Coherent combination of four laser beams in a multi-axis Fourier cavity using a diffractive optical element,” *Journal Of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol.3, 2001

Y

- [YE. 04] J. YE and J. L. HALL, “Optical phase locking in the microradian domain: potential applications to NASA spaceborne optical measurements”, *Optics Letters*, vol.24, N°24, 2004
- [YU. 06] C. X. YU, J. E. KANSKY, S. E. J. SHAW, D. V. MURPHY and C. Higgs “Coherent beam combining of large number of PM fibres in 2-D fibre array,” *Electronics Letters*, vol.42, N°18, 2006

CONCLUSION GENERALE

Aujourd'hui, l'essor de la technologie des lasers à fibre pousse un grand nombre d'industriels à se tourner vers cette nouvelle classe de lasers pour remplacer les sources traditionnelles Nd:YAG ou encore les lasers à gaz (CO₂ par exemple). Les nombreux atouts des sources fibrées tels que leur compacité, leur robustesse ou même leur coût en font des candidates prometteuses pour atteindre des niveaux de puissance très élevés tout en conservant une bonne qualité spatiale de faisceau. Ce manuscrit a été à la fois l'occasion de rappeler l'ensemble des technologies basées sur les lasers à fibre destinées à atteindre des niveaux de puissance ultimes mais aussi de proposer de nouvelles solutions permettant de contourner les barrières auxquelles se heurtent les technologies existantes. Notre étude s'est plus particulièrement tournée vers des techniques passives de combinaison cohérente de lasers à fibre. Pour cela, nous avons exploré plusieurs architectures de lasers à amplification parallèle qui par filtrage interne, spatial ou fréquentiel, assurent le cophasage des différents rayonnements amplifiés.

La première architecture laser intègre un interféromètre de Michelson ou de Mach-Zehnder. Le filtrage spectral opéré par cet interféromètre actif conduit à la combinaison des multiples rayonnements amplifiés vers un unique faisceau spatialement unimodal. Cette méthode de combinaison a été précédemment validée en régime de fonctionnement continu et pour de faibles niveaux de puissance lors de la thèse de D. Sabourdy. Mon travail a consisté à étudier le comportement de ces lasers interféromètres en régime de fonctionnement impulsionnel déclenché et à modes synchronisés afin d'évaluer l'efficacité du processus de combinaison dans ces deux cas.

Je me suis dans un premier temps intéressé au régime de fonctionnement dans le cadre d'un contrat DGA. L'efficacité du processus de combinaison cohérente s'est avérée

excellente, autour de 92%. Nous retrouvons par conséquent un niveau de puissance en sortie de laser interféromètre quasiment équivalent à la somme des puissances délivrées par chacun des lasers élémentaires. Nous avons montré que ce procédé permet d'engendrer des impulsions énergétiques en multipliant le nombre de bras amplificateurs tout en conservant une longueur effective de cavité équivalente à celle d'une cavité élémentaire standard. Ainsi, les impulsions délivrées par le laser interféromètre sont aussi courtes que celles issues d'un laser élémentaire. Cependant, nous avons aussi mis en évidence la dégradation du processus de combinaison lorsque les transitoires dans les impulsions deviennent très courts (de l'ordre de la dizaine de nanosecondes). Ce phénomène montre les limites de la dynamique du processus de combinaison.

Nous avons exploré le processus de combinaison cohérente en régime de fonctionnement à verrouillage de modes. L'excellente efficacité de combinaison de 95% mesurée ne semble pas souffrir de la brièveté des impulsions (990fs). Ce taux de combinaison élevé est dû au régime de fonctionnement multi-impulsionnel par aller-retour dans la cavité assurant le synchronisme des rayonnements sur le composant combineur présent dans le laser interféromètre, quelque soit la différence de marche entre ses bras. Un bémol doit cependant être apporté à ces résultats ; les modulations spectrales de fort contraste induites par l'interféromètre intra-cavité empêchent probablement un verrouillage total de la bande d'émission et par conséquent le profil temporel est affecté d'impulsions parasites instables de faible amplitude.

L'inconvénient majeur de cette architecture interférométrique réside dans le fait que le dernier composant combineur dans la cavité doit supporter la totalité de la puissance laser. Cette architecture n'est donc pas adaptée à l'émission de niveaux de puissance ultimes. Toutefois, parce qu'elle n'utilise que des composants standard, elle peut être une alternative aux technologies mettant en œuvre des fibres amplificatrices de nouvelle génération qui sont encore souvent des produits de laboratoire.

La seconde architecture présentée dans ce manuscrit réalise une combinaison uniquement en champ lointain pour contourner les limitations rencontrées avec l'architecture précédente. Cette nouvelle configuration laser dite multi-émetteurs effectue un filtrage spatial intra-cavité pour cophaser les différents émetteurs disposés en parallèle. Ce filtrage est réalisé dans la zone où interfère l'ensemble des faisceaux. Nous avons volontairement pensé l'architecture de la cavité pour que dans cette zone, les niveaux de puissance soient faibles. A

partir d'un modèle numérique décrivant la cavité arborescente sans milieu à gain, nous avons simulé le comportement spatio-fréquentiel de cette cavité. Après avoir optimisé les dimensions du filtre spatial, nous avons évalué la qualité du faisceau de sortie (rapport de Strehl) et quantifié l'efficacité du processus de combinaison (taux de combinaison). Les résultats expérimentaux obtenus dans une configuration à quatre émetteurs ont pu être validés compte tenu de leur bonne concordance avec les résultats fournis par le modèle numérique. De plus, l'observation expérimentale de l'évolution du spectre de fréquences temporelles du laser arborescent en fonction du nombre d'émetteurs mis en jeu (jusqu'à cinq) nous a permis de mettre en évidence le phénomène de raréfaction des coïncidences modales responsable de l'apparition de fluctuations de puissance et de la chute de l'efficacité de combinaison pour un nombre d'émetteurs supérieur à huit.

Pour aller au-delà, il faudrait maintenant développer un nouveau modèle numérique plus complet prenant en compte la non linéarité du gain des amplificateurs qui peut modifier la répartition des coïncidences modales dans le spectre d'émission et donc impacter sur l'efficacité de combinaison. Dans les expériences réalisées, les ions de terre rare ont une bande spectrale d'émission à élargissement homogène. Il serait intéressant de connaître l'effet de cet élargissement homogène sur la structuration spectrale du rayonnement et par voie de conséquence sur l'efficacité de combinaison. On pourrait également chercher à s'en affranchir en exploitant des procédés utilisés pour la réalisation de sources lasers à fibre multi longueurs d'onde.

LISTE DES PUBLICATIONS

PUBLICATIONS DANS DES REVUES INTERNATIONALES A COMITE
DE LECTURE

- J. LHERMITE, D. SABOURDY, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMENE, and A. BARTHELEMY, “Passive phase-locking of an array of four fiber amplifiers by an all optical feedback loop,” *Optics Letters*, vol.32, N°13, 2007
- J. LHERMITE, D. SABOURDY, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMENE, A. BARTHELEMY and J.L. OUDAR, “Tunable High Repetition Rate Fiber Laser For Generation Of Pulse Trains And Packets,” *Optics Letters*, vol.32, N°12, 2007
- D. BOUYGE, D. SABOURDY, A. CRUNTEANU STANESCU, P. BLONDY, V. COUDERC, J. LHERMITE, L. GROSSARD and A. BARTHELEMY, “Integration of micro-electro-mechanical deformable mirrors in doped fiber amplifiers,” *Journal of Microsystems Technologies, Springer*, vol.13, N°11, 2007
- A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMENE, D. SABOURDY, J. BOULLET, P. ROY, J. LHERMITE and A. BARTHELEMY, “Coherent combining of fiber lasers,” *Comptes Rendus Physique*, 244-253, 2006
- V. KERMENE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, A. BARTHELEMY, J. LHERMITE and J. GUILLOT,” Passive co-phasing of fiber lasers for coherent combining,” à paraître dans *Fiber and Integrated Optics*

COMMUNICATIONS A DES CONGRES INTERNATIONAUX A

COMITE DE LECTURE

- J. LHERMITE, V. KERMENE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT and A. BARTHELEMY, "Fiber Laser Array Passively Phase Locked in a Ring Cavity," *Proceedings of Conference on Laser and Electro-Optics, CLEO US CWB3, 2008*
- J. LHERMITE, D. SABOURDY, V. KERMENE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT and A. BARTHELEMY, "High Repetition Rate Short Pulse Packet Generation by Coherent Addition of Two Mode-Locked Fiber Lasers," *Proceedings of Conference on Laser and Electro-Optics, CLEO US CThC6, 2006*
- D. SABOURDY, D. BOUYGE, A. CRUNTEANU STANESCU, P. BLONDY, V. COUDERC, J. LHERMITE, V. KERMENE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, L. GROSSARD and A. BARTHELEMY, "Sum-frequency generation from a dual-wavelength-fiber Q-switched laser using deformable micro-electro-mechanical mirror," *Proceedings of Conference on Laser and Electro-Optics, CLEO US CThJ6, 2006*
- D. SABOURDY, D. BOUYGE, A. CRUNTEANU STANESCU, P. BLONDY, V. COUDERC, A. BARTHELEMY, L. GROSSARD, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMENE and J. LHERMITE, "Q-switched fiber laser based on deformable micro-electro-mechanical mirror," *Proceedings of Conference on Laser and Electro-Optics, CLEO US CThJ7, 2006*
- D. SABOURDY, D. BOUYGE, A. CRUNTEANU STANESCU, P. BLONDY, V. COUDERC, J. LHERMITE, L. GROSSARD and A. BARTHELEMY, "Integration of micro-electro-mechanical deformable mirrors in doped fiber amplifiers", *DTIP, ITALIE, 2006*
- A. DESFARGES BERTHELEMOT, J. BOULLET, V. KERMENE, D. SABOURDY, P. ROY, J. LHERMITE and A. BARTHELEMY, "Coherent combining of fiber lasers", *JSO ONERA, 2005*

- V. KERMENE, A. DESFARGES BERTHELEMOT, A. BARTHELEMY, J. LHERMITE, J. GUILLOT and B. M. SHALABY, “Fiber laser architectures applied to coherent beam combining,” *Laser Optics 2008*, Saint Pétersbourg, RUSSIE, 2008

COMMUNICATIONS A DES CONGRES NATIONAUX A COMITE DE LECTURE

- J. LHERMITE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMENE, P. ROY et V.V. DUDIN “Source fibrée bleue impulsionnelle accordable en longueur d’onde,” *JNOG*, Grenoble, 2007
- J. LHERMITE, D. SABOURDY, V. KERMENE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, A. BARTHELEMY et J.L. OUDAR, “Source fibrée haut-débit pour la génération de trains et paquets d’impulsions brèves,” *JNOG*, Metz, 2006
- J. LHERMITE, D. SABOURDY, V. KERMENE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT et A. BARTHELEMY, “Combinaison cohérente de lasers fibrés pour une émission multi-longueurs d’ondes en régime déclenché,” *JNOG*, Chambéry, 2005
- J. GUILLOT, J. LHERMITE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMENE et A. BARTHELEMY, “Verrouillage en phase passif d’un réseau de 4 amplificateurs fibrés pour une recombinaison en champ lointain,” *JNOG*, Lannion, 2008

Résumé français :

La montée en puissance dans les lasers ou amplificateurs à fibres unimodales s'accompagne d'effets non linéaires, liés au fort confinement spatio-temporel du champ dans le guide, qui sont souvent préjudiciables à l'amplification. L'objectif de la thèse est d'étudier l'amplification en parallèle dans les fibres optiques et la recombinaison des champs issus de ces différents amplificateurs. Deux architectures ont été étudiées :

Une première configuration interférométrique exploite un filtrage du spectre de fréquences temporelles émis par le laser ramifié pour réaliser la sommation cohérente des champs sur la voie commune de l'interféromètre laser. Les régimes de fonctionnement continu, déclenché et à synchronisation de modes ont été étudiés.

Une seconde architecture laser réalise par filtrage spatial interne au résonateur un verrouillage des phases de l'ensemble des amplificateurs disposés en parallèle. Les multiples émissions cophasées sont alors combinées en champ lointain.

Résumé Anglais :

Power scaling in single-mode fiber lasers or amplifiers is accompanied with detrimental nonlinear effects, due to the strong spatial confinement of the field inside the optical guide. A key to achieve high powers is laser beam combining. In this thesis, we have investigated two laser architectures performing coherent combining in a passive way.

A first interferometric configuration uses an intracavity frequency filter ensuring the coherent summation of the fields amplified in a tree arrangement. The combined beam emerges from the common arm of the laser interferometer. The continuous, Q-switched and mode-locked regimes, were studied.

The second laser architecture realizes the phase locking of the parallel amplifiers by an intracavity spatial filter. The multiple cophased emissions are then combined in far field.