

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Science et Ingénierie pour l'Information
FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES
INSTITUT DE RECHERCHE XLIM

Année : 2011

Thèse N° 15-2011

Thèse

pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université de Limoges
Discipline : « Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique »
Spécialité : « Photonique »
présentée et soutenue par

Badr Mohamed Ibrahim SHALABY

le 16 Mai 2011

***Source laser à fibre pour application
à l'environnement « Laser à fibre multimodales
et multicœurs: cavité à contrôle modal »***

Directeurs de Thèse Alain BARTHELEMY et Vincent KERMENE

JURY:

Rapporteurs:

Jean-Claude Mollier: Professeur, Institut Supérieur de l'Aéronautique
et de l'Espace (ISAE), Toulouse
Bernard Dussardier: Chargé de Recherche CNRS, HDR, Laboratoire
de Physique de la Matière Condensée, Nice

Examineurs :

Marwan Abdou Ahmed: Docteur, Institut für Strahlwerkzeuge, Stuttgart
Frédéric Louradour: Professeur, Laboratoire XLIM, Limoges
Vincent Kermène: Chargé de Recherche CNRS, HDR, Laboratoire
XLIM, Limoges
Alain Barthélémy: Directeur de Recherche CNRS, Laboratoire
XLIM, Limoges

Sommaire

Introduction générale	11
Bibliographie	17
Chapitre I. Application des lasers à l'environnement.....	21
I. Les applications.....	23
I.1. Atmosphère	23
I.2. Sols	25
I.3. Topographie, Bathymétrie	26
I.4. Forêts	27
II. Techniques mises en œuvre.....	27
II.1. LIDAR.....	27
II.2. Spectrométrie laser.....	30
II.3. LIBS acronyme de Laser Induced Breakdown Spectroscopy.....	31
III. Lasers utilisés	31
Bibliographie	35
Chapitre II. Lasers à fibre continu et pulsé de forte puissance.....	39
I. Introduction.....	41
II. Généralités sur les fibres optiques	42
II.1. Constitution générale d'une fibre optique	42
II.2. Fibre optique standard	42
II.2.1. Régime unimodal	44
II.3. Fibres microstructurées	45
II.4. Fibre dopée terre rare à double gaine	47
III. Laser à fibre de haute puissance	48
III.1. Lasers à fibre continus (CW)	50
III.2. Lasers à fibre impulsions.....	50
III.3. Les dommages et les effets non-linéaires dans une fibre optique	52
III.3.1. Limitations introduites par les dommages optiques	52
III.4. Effets non-linéaires dans une fibre optique.....	54
III.4.1. Pourquoi les fibres optiques sont si non linéaires?	55
III.4.2. Généralités sur les effets non linéaires dans une fibre optique	55
III.5. Kerr Effet	57
III.5.1. L'auto-modulation de phase.....	57
III.5.2. Le mélange a quatre ondes.....	60
III.5.3. La diffusion Brillouin Stimulée	61
III.5.4. La diffusion Raman stimulée.....	62
IV. Laser et amplificateur à fibre de grande section modale	63
IV.1. Fibre à guide unique de grande aire modale	63
IV.1.1. Approches de conception de fibres de large cœur unimodal et facteurs limitant	64
IV.1.2. Quelques exemples	66
IV.2. Fibres multiples en parallèle et fibres multicœurs : combinaison de puissance	68
IV.2.1. Laser à fibres multiples en parallèle	68
IV.2.1.1. Méthodes de combinaison cohérente de lasers fibrés.....	70
IV.2.2. Lasers à fibre multicœurs	74
IV.2.2.1. Quelques Résultats expérimentaux	75
V. Conclusion	80

Bibliographie 81

Chapitre III. Etude numérique et expérimentale de la gestion modale au sein d'un laser à fibre de grande section : combinaison d'un processus d'auto-imagerie avec un filtrage spatial du champ proche..... 91

- I. Introduction 93**
- II. Auto-imagerie par interférences multimodales 94**
 - II.1. Principe 94
 - II.2. Grandeurs caractéristiques du processus d'auto-imagerie multimodale 96
 - II.2.1. Analyse de la propagation 97
 - II.2.1.1. Images uniques 99
 - II.2.1.2. Images multiples 100
 - II.3. Modélisation des modes d'une fibre multimodale à saut d'indice..... 100
 - II.3.1. Interférences modales dans une fibre multimodale..... 102
 - II.3.2. Critère de qualité du processus d'imagerie multimodale : paramètre d'auto-imagerie η 107
- III. Laser à fibre multimodale à filtrage spatial par auto-imagerie110**
 - III.1. Oscillateur laser à fibre de grande aire exploitant le processus d'auto-imagerie..... 110
 - III.2. Laser à fibre multimodale à 50 μm de diamètre de cœur 112
 - III.2.1. Excitation centrée 113
 - III.2.1.1. Etude expérimentale du laser à fibre multimodale excitée par un champ unimodal centré..... 115
 - III.2.2. Excitation excentrée 117
 - III.2.2.1. Etude numérique et expérimentale 118
 - III.3. Laser à fibre à 7 cœurs couplés..... 122
 - III.3.1. Caractéristiques opto-géométrique de la fibre à 7 cœurs 122
 - III.3.2. Calcul des supermodes 123
 - III.3.3. Injection sélective 126
 - III.3.4. Excitation centrée de la fibre à 7 cœurs 127
 - III.3.4.1. Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques pour l'excitation centrée..... 129
 - III.3.5. Excitation excentrée de la fibre à 7 cœurs..... 131
 - III.4. Régime de fonctionnement déclenché 134
 - III.5. Discussion 137
 - IV. Conclusion140**

Bibliographie143

Chapitre IV. Gestion modale au sein d'un laser à fibre à 19 cœurs : combinaison d'un processus d'injection sélective avec un filtrage spatial en champ lointain147

- I. Introduction149**
- II. Injection sélective d'une fibre multicœurs.....150**
 - II.1. Caractéristiques de la fibre à 19 cœurs 150
 - II.2. Comparaison des méthodes de calcul des supermodes de la fibre à 19 cœurs 151
- III. Principe de fonctionnement du laser à fibre multicœurs dont la population modale est gérée par injection sélective et filtrage spatial156**
- IV. Démonstration expérimentale de la gestion modale dans un laser à fibre à 19 cœurs couplés par injection sélective et filtrage spatial159**
 - IV.1. Deux modes sont guidés dans la fibre à 19 cœurs..... 161
 - IV.2. Seul le supermode fondamental est guidé dans la fibre multicœurs 169
- V. Combinaison cohérente des supermodes de deux lasers à fibres multicœurs173**

V.1.	Introduction	173
V.2.	Principe de fonctionnement du laser à deux fibres multicœurs émettant les supermodes fondamentaux, synchronisés en phase	174
V.3.	Excitation du mode fondamental de la fibre à 7 cœurs.....	177
V.4.	Configuration expérimentale	178
VI.	Conclusion	181
	<i>Bibliographie</i>	<i>183</i>
	<i>Conclusion générale</i>	<i>187</i>
	<i>Annexe A</i>	<i>193</i>
I.	Equation d'ondes en coordonnées cylindriques.....	195
I.1.	Séparation des variables	197
II.	Propagation des ondes dans une fibre à cœur uniforme (fibre à saut d'indice)	198
II.1.	Champs électromagnétiques dans le cœur et dans la gaine	198
II.2.	Classification des modes	200
II.3.	Constantes de propagation : solution exacte	201
II.3.1.	Relations de continuité	201
II.3.2.	Résolution	201
II.3.3.	Solution pour les modes TM	202
II.3.4.	Solution pour les modes TE.....	203
II.3.5.	Modes hybride (HE ou EH).....	203
II.3.5.1.	Guidage faible	203
II.3.6.	Expression commune de la constante de propagation.....	204
III.	Désignation traditionnelle des modes et numérotation	204
III.1.	Fréquences de coupure normalisées	205
III.2.	Classification des modes : modes LP.....	206
	<i>Annexe B</i>	<i>211</i>
I.	La méthode des éléments finis.....	213
II.	La méthode des éléments finis.....	213
	<i>Annexe C</i>	<i>219</i>
I.	Calcul de la qualité spatiale du faisceau (M^2)	221
II.	L'aire effective (A_{eff})	221
	<i>Bibliographie</i>	<i>222</i>
	<i>Bibliographie de l'auteur.....</i>	<i>223</i>

إهداء إلى شهداء ثورة 25 يناير 2011 فى جمهورية مصر
العربية

**Je dédie cette thèse aux martyrs de la révolution du 25
Janvier 2010 dans la République Arabe d'Égypte.**

**I dedicate this thesis to the martyrs of the revolution of
January 25, 2010 in the Arab Republic of Egypt.**

REMERCIEMENTS

Tout d'abord je tiens à remercier le Ministère de l'Enseignement Supérieur de la République Arabe d'Égypte qui m'a financé durant mes années de thèse.

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué au sein du Département Photonique de l'Institut de recherche XLIM, Unité Mixte n°6172 du CNRS et de l'Université de Limoges.

J'exprime mes sincères remerciements à Alain Barthélémy responsable du département Photonique de XLIM, pour m'avoir accueilli dans son équipe et pour m'avoir confié ce travail. Je le remercie pour sa confiance et pour avoir accepté d'encadrer mon travail de thèse. Je le remercie également pour sa disponibilité durant ces quatre années. Je tiens à le remercier pour sa gentillesse et son efficacité dans la résolution des problèmes, non seulement scientifiques mais également liés à la vie quotidienne d'un étranger.

Je voudrais témoigner ma gratitude à mon autre directeur de thèse, Vincent Kermène, qui m'a proposé le sujet de ce travail et qui m'a encadré tout au long de mes recherches. Je le remercie de m'avoir guidé et encouragé durant ces quatre années. Je voudrais lui adresser ma reconnaissance la plus profonde pour sa patience devant un thésard égyptien qui ne connaissait que quelques phrases en français.

J'exprime mes remerciements aussi à mon ami Dominique Pagnoux pour son aide durant ces quatre années, pour m'avoir fait bénéficier de son expérience et de ses connaissances scientifiques. Je lui exprime aussi ma sincère reconnaissance pour sa disponibilité et pour ses qualités humaines.

Je tiens aussi à remercier Agnes Desfarges-Berthelemot Professeur à l'Université de Limoges, pour son aide précieuse.

Je tiens aussi à remercier l'Institut für Strahlwerkzeuge de l'Université de Stuttgart, A. Voss et M. Abdou Ahmed en particulier, sans qui je n'aurais pu disposer des fibres multicœurs indispensables à mes expériences.

Ensuite, je remercie Nathalie Buisson et Sophie Lebraud les secrétaires du département Photonique pour leurs aides pendant mes études.

Enfin, mes remerciements vont aussi aux autres personnes du département Photonique et à tous ceux et celles qui m'ont soutenu et encouragé pendant mes années de thèse.

Introduction générale

La proposition de réaliser des lasers sous forme de fibre optique et sa réalisation avec un dopage Néodyme [SNIT.61a et b] ont suivi d'un an seulement la première démonstration du laser à rubis par Maiman [MAIM.60]. Un an plus tard, en 1962, était publié le premier laser à fibre dopée Ytterbium par Etzel [ETZE.62]. Les avancées ultérieures ont été marquées par le passage du pompage transverse au pompage longitudinal initié par Burrus et Stone [BURR.73], par les amplificateurs et lasers à fibre dopée Erbium [MEAR. 87], par le pompage double gaine [SNIT.88] et par les fibres microstructurées [YEH 78]. Les progrès sont venus aussi au travers de l'avènement des lasers semi-conducteurs de puissance élevée et de forte brillance, utilisés comme sources de pompage des lasers à fibre.

Le laser à fibre se trouve maintenant concurrent de la technologie des lasers à disque pour construire des lasers de forte puissance tout en préservant une bonne qualité spatiale des faisceaux. 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. Dans les lasers à disque [GIES.94], grâce à la très faible épaisseur (100 - 200 μm) et à la large section du disque dopé, et donc grâce 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. Ceci conduit les lasers à disque à produire des puissances supérieures au kilowatt avec une émission proche de la limite de diffraction. En revanche, il faut recycler plusieurs fois le rayonnement pompe car l'absorption par passage est faible. De leur côté, les lasers à fibre arrivent aujourd'hui en régime continu à des performances similaires [GAPO.08], avec le développement des fibres à double gaine autorisant un pompage par des diodes multimodales puissantes, et avec des technologies avancées de réalisation de fibre. La surface d'échange thermique est ici démultipliée et répartie sur toute la longueur de fibres exploitée (jusqu'à plusieurs dizaines de mètres). Du fait de leur compacité, de leur rendement élevé, de leur bonne qualité de faisceau et de leur fiabilité, les lasers à fibre ont pénétré tous les secteurs applicatifs des lasers en supplantant bien souvent les lasers solides plus traditionnels y compris dans des secteurs industriels exigeants comme ceux du traitement de surface, du marquage, de la découpe et de la soudure.

L'augmentation des niveaux de puissance accessibles aux lasers à fibre reste un objectif majeur qui suscite une intense activité de recherche. Il existe une demande pour des rayonnements continus encore plus puissants et par ailleurs les performances des lasers à fibre restent en retrait de leurs concurrents en espace libre pour tout ce qui relève des sources d'impulsions nanosecondes de haute énergie. Une partie de la problématique vient de la

brillance des sources de pompage et des techniques de couplage dans les structures double gaine. Dans un exemple récent et pour contourner cet obstacle il a été fait appel à des lasers à fibre pour servir de pompe dans le dernier étage amplificateur du laser final. Vis-à-vis des diodes laser qui excitent ces lasers intermédiaires il y a une augmentation par cent de la brillance. A très forte puissance moyenne, la gestion des effets thermiques reste délicate avec l'apparition de lentille thermique notamment. Une autre série de difficultés est liée aux effets non linéaires et aux endommagements, principalement associés aux régimes de fonctionnement pulsés. Ces phénomènes ont pour partie motivé des recherches étendues pour la réalisation de fibre de large section qui ne guide que le mode fondamental (fibre de large aire modale ou LMA).

Pour atteindre des performances élevées, au-delà des architectures conventionnelles qui s'appuient le plus souvent sur un laser maître suivi d'une cascade d'amplificateurs, il existe des architectures alternatives qui sont basées sur des schémas d'amplification parallélisés et sur la combinaison de puissance. Les recherches sur le développement de techniques de combinaison se sont intensifiées ces dernières années en raison de l'intérêt qu'elles présentent pour accéder aux puissances extrêmes là où les technologies actuelles atteignent leurs limites. Le laboratoire XLIM contribue à ce type de travaux et a étudié ces dernières années des architectures lasers auto-organisées de type interférométrique, de type annulaire avec filtrage et de type à injection mutuelle pour la combinaison cohérente de laser.

Les travaux de thèse présentés dans ce mémoire se situent dans ce contexte. Ils ont eu pour objectif l'exploration de configurations lasers permettant l'exploitation de fibres amplificatrices multimodales tout en assurant par des filtrages appropriés la génération d'un faisceau quasi-unimodal. Des fibres multimodales conventionnelles de large cœur et des fibres multimodales à cœurs multiples ont été employées. On peut considérer en première approximation chaque mode de ces guides comme une voie d'amplification laser parallèle. Un laser à fibre multimodale peut donc être considéré dans une certaine mesure comme une version intégrée d'un laser à multiples fibres amplificatrices. Mes travaux constituent donc une sorte de prolongement des activités de XLIM relatives à la combinaison cohérente de lasers Ils ont été menés dans le cadre d'un soutien doctoral de la République Arabe d'Egypte autour de la thématique Physique et Environnement. Ceci explique pourquoi dans le premier chapitre de ce mémoire j'aborde de manière très générale les applications des lasers au domaine de l'environnement.

Le deuxième chapitre rappelle quelques bases sur les fibres optiques, et précise leurs limitations vis-à-vis de la réalisation de laser de haute puissance. C'est l'occasion d'un rapide état de l'art sur les fibres à grande aire modale. Le chapitre se termine par un volet sur les techniques de combinaison cohérente et de cophasage de réseaux de lasers.

La partie originale de mes recherches commence avec le chapitre 3. Je montre comment grâce à des phénomènes d'auto-imagerie il est possible d'extraire un faisceau de bonne qualité spatiale d'un laser comportant une fibre multimodale de 50 microns de diamètre de cœur. Des modélisations et des résultats expérimentaux permettent de valider le principe. Ces investigations se prolongent dans le chapitre 4 avec une extension au cas des fibres multicœurs. Une fibre à 7 cœurs puis une fibre à 19 cœurs sont successivement examinées. Les modes guidés sont calculés par la méthode des modes couplés et par la méthode des éléments finis sur la structure totale. Ces deux fibres ont été utilisées dans les parties expérimentales autour de laser exploitant toujours des mécanismes d'auto-imagerie. Par la suite, la sélection par une excitation appropriée a été mise en œuvre couplée à un filtrage de sortie en champ lointain. Pour finir, la combinaison cohérente dans un laser à plusieurs fibres multicœurs a été démontrée.

Le mémoire se conclue par une analyse qui résume les enseignements à retenir de ces recherches exploratoires.

Bibliographie

B

1. [BURR.73] C. A. Burrus, J. Stone, "Nd³⁺ doped SiO₂ lasers in an end-pumped fiber geometry," *App. Phys. Lett.*, 23, 388-389, (1973).

E

2. [ETZE.62] H. W. Etzel, H. W. Gandy, R. J. Ginther, "Stimulated emission of infrared radiation from Ytterbium-activated silica glass," *App. Optic.*, 1, 534, (1962).

G

3. [GAPO.08] D. Gapontsev, "6 kW CW single mode ytterbium fiber laser in all-fiber format", *Conf. on Solid State and Diode Laser Tech. Review*, Directed Energy professional society, Albuquerque, New Mexico (2008).
4. [GIES.94] A. Giesen; H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch and H. Opower "Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers". *App. Phys. B*, 58, 365–372(1994).

M

5. [MAIM.60] T. H. Mainman, "Optical and microwave optical experiments in Ruby," *Physical Review Letters*, 4, 564-566, (1960).
6. [MEAR. 87] R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Juancey, D. N. Payne, "Low-noise Erbium-doped fiber amplifier operating at 1.54μ m," *Elec. Lett.*, 23, 1026-1028, (1987).

S

7. [SNIT.61a] E. Snitzer, "Proposed Fiber Cavities for optical masers," *J. of App. Phys.*, 32, 36-39, (1961).
8. [SNIT.61b] E. Snitzer, "Optical maser action in Nd³⁺ in a Barium crown glass," *Physical Review Letters*, 7, 444-446, (1961).
9. [SNIT.88] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tuminelli, and B.C. McCollum, "Double clad offset core Nd Fiber laser" in *Optical Fiber Sensors*, Vol. 2 of OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 1988), paper PD5.

Y

10. [YEH 78] P. Yeh. and Amnon Yariv and A. Yariv "Theory of Bragg fiber", *J. Opt. Soc. Am.*, 68, 1196-1201, (1978).

Chapitre I.
Application des lasers à l'environnement

I. Les applications

La grande majorité des lasers utilisés dans le secteur de l'environnement sont exploités pour le sondage de l'atmosphère. Ils sont employés en anémométrie, en détection des aérosols et en détection des polluants. La capacité de l'optique à réaliser des mesures sans contact et à distance est ici exploitée au mieux. De manière plus récente, des lasers impulsions sont employés pour la détection de polluants à la surface des sols. Enfin, embarqués sur des satellites ou simplement des avions, les lasers servent à faire des relevés topographiques et bathymétriques pour faire des cartographies de site utiles à la gestion des risques et à l'agriculture.

I.1. Atmosphère

Anémométrie

La diffusion de la lumière par des aérosols naturels ou polluants en suspension peut servir à mesurer à distance la vitesse des vents et même en établir une cartographie tridimensionnelle précise. On exploite ici l'effet Doppler et la capacité des lasers à produire des rayonnements directs et des impulsions courtes à spectre étroit ce qui autorise un sondage localisé en trois dimensions. C'est aujourd'hui un moyen que l'on va exploiter pour surveiller la disparition des vortex laissés par les avions après leur passage sur les pistes de décollage. Ces tourbillons sont dangereux pour un avion qui souhaiterait décoller immédiatement après un autre avion. La précision de ces mesures est utile également pour le choix des sites des parcs éoliens et la surveillance de leurs perturbations.

Détection des aérosols

En plus des gaz, l'atmosphère contient des aérosols. Un aérosol atmosphérique est un ensemble de particules solides, liquides ou mixte, de vitesse de chute négligeable, en suspension dans un milieu gazeux, ici l'atmosphère. La figure I.1 donne une classification schématique des principales particules composant un aérosol atmosphérique. Dans l'atmosphère, les aérosols sont constitués de particules de tailles inférieures à 100 μm , comme par exemple les pollens, les poussières minérales, les gouttes d'eau composant les nuages, les condensations des émissions nitreuses et sulfuriques des industries ou des volcans et enfin les particules de suie issues de la combustion incomplète de produits inflammables (chauffage,

carburants automobiles et plus précisément le diesel). En plus d'avoir des tailles très différentes, les divers aérosols ont des compositions chimiques et des formes qui varient très fortement. La diffusion et l'absorption de la lumière par un aérosol seront donc différentes selon son type et sa taille. Le cas des particules sphériques et homogènes, comme les gouttelettes d'eau ou certaines particules de silice, peuvent être ainsi traitées par la théorie de la diffusion de Mie. Pour les particules diesel, par exemple, qui ont une forme fractale, d'autres théories de la diffusion de la lumière sont à appliquer.

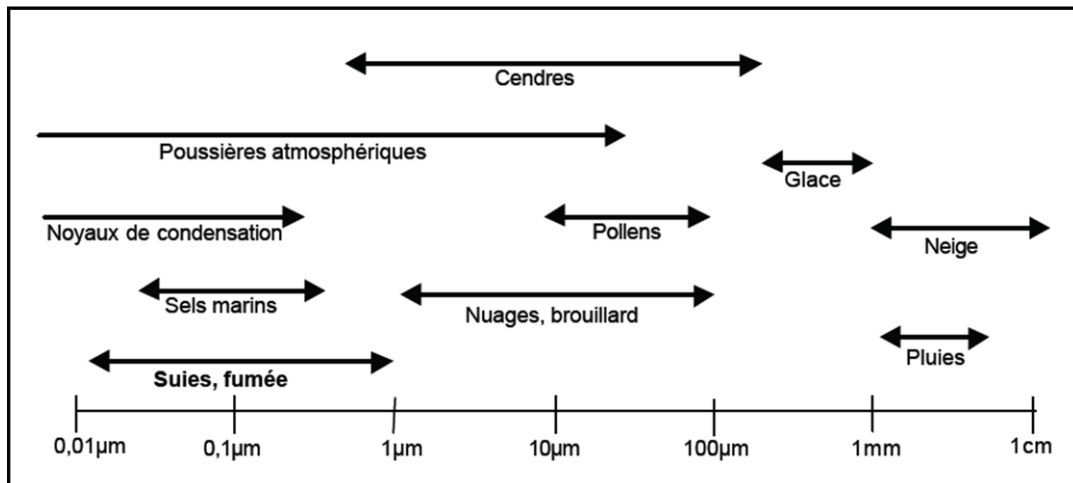


Figure I-1: Classification et taille des principales particules [MOND.01].

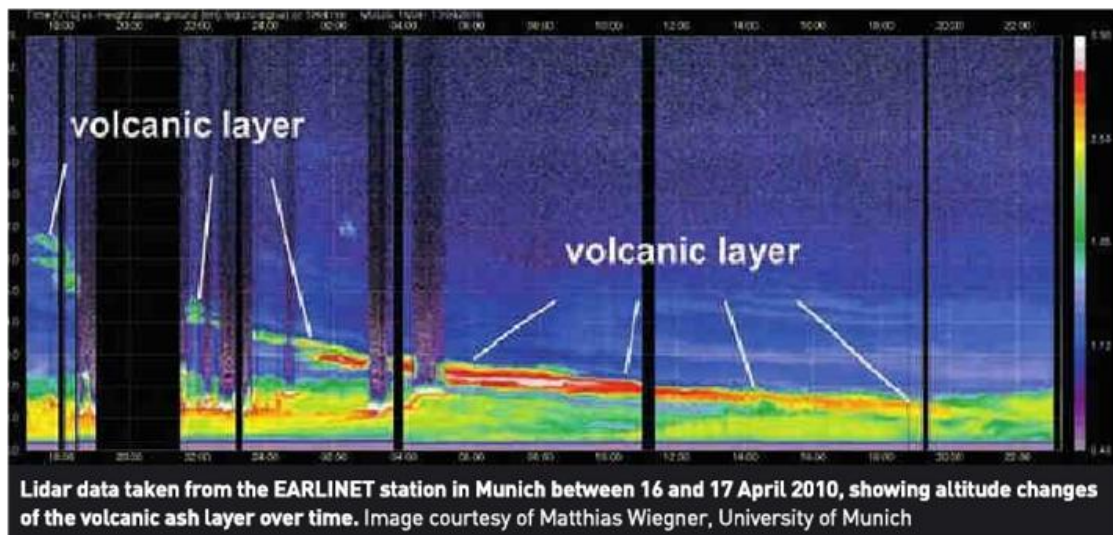


Figure 1.2: Des systèmes LIDAR ont permis de localiser en altitude les nuages de cendres qui ont perturbé le trafic aérien suite à l'éruption du volcan islandais Eyjafjallajökull en Avril 2010.

Les propriétés optiques des aérosols servent à les localiser et à les distinguer. Des lasers impulsionnels donnent accès à la répartition des aérosols dans les couches atmosphériques et permettent de suivre leur concentration et leur évolution comme montré en figure I.2.

Détection des polluants

L'atmosphère naturelle, majoritairement constituée d'azote et d'oxygène, présente la composition moyenne du Tableau I-1. Bien que la vapeur d'eau, le CO₂ et le méthane (CH₄), soient des constituants de cette atmosphère naturelle, ils ont des implications environnementales importantes. En effet, ils constituent les principaux gaz à effet de serre. En particulier, les concentrations croissantes de CO₂ et CH₄ au cours de ces dernières années en font des polluants globaux au niveau climatique.

Gaz	N ₂	O ₂	CO ₂	CH ₄	H ₂ O	Ar	Ne	Xe	Kr	He
<i>C_{moy.} en ppm</i>	780840	209460	332	1,65	variable	9340	18	0,09	1,1	5,2

Tableau I-1: Composition moyenne de l'atmosphère.

A cette composition gazeuse de l'atmosphère, viennent s'ajouter des polluants plus locaux, émis principalement par l'industrie, le chauffage domestique et le trafic automobile. Parmi les polluants primaires (directement émis par les sources), le SO₂, les NO_x et les composés organiques volatiles (COV) tiennent une place prépondérante (voir Tableau I-2 pour des concentrations de fond typiques en milieu urbain). Dans l'atmosphère, ces polluants primaires réagissent entre eux, avec la vapeur d'eau et le rayonnement solaire, de sorte qu'une production photochimique de polluants secondaires a lieu. Le polluant secondaire le plus important aujourd'hui est l'ozone, dont la concentration peut atteindre 300 mg/m³, créant des épisodes de pollution en milieu urbain en été.

Gaz	SO ₂	N ₂ O	NO + NO ₂
<i>C_{moy.} en ppm</i>	10 ⁻⁵ -10 ⁻⁴	0,33	10 ⁻⁶ -10 ⁻²

Tableau I-2. Concentrations de fond typiques de quelques polluants primaires en milieu urbains.

Ce sont donc ces polluants dont on peut suivre grâce aux lasers l'évolution de la concentration du fait de la spécificité de leurs propriétés optiques (leurs caractéristiques spectroscopiques). Cette mesure peut souvent être faite à distance (éventuellement > kilomètre) et conduire à des relevés tridimensionnels sur un site à partir d'un point fixe.

I.2. Sols

Le laser est exploitable aussi pour la détection de polluants présents en surface des sols. Le sol est un milieu complexe et hétérogène qui contient en moyenne 25% d'air, 25% d'eau, 45% de composés minéraux et 5% de composés organiques. Il contient aussi des

micro-organismes et des traces de métaux. Sur des sites industriels en activité ou anciens on peut trouver une pollution importante en métaux lourds qui sont toxiques et néfastes pour l'environnement.

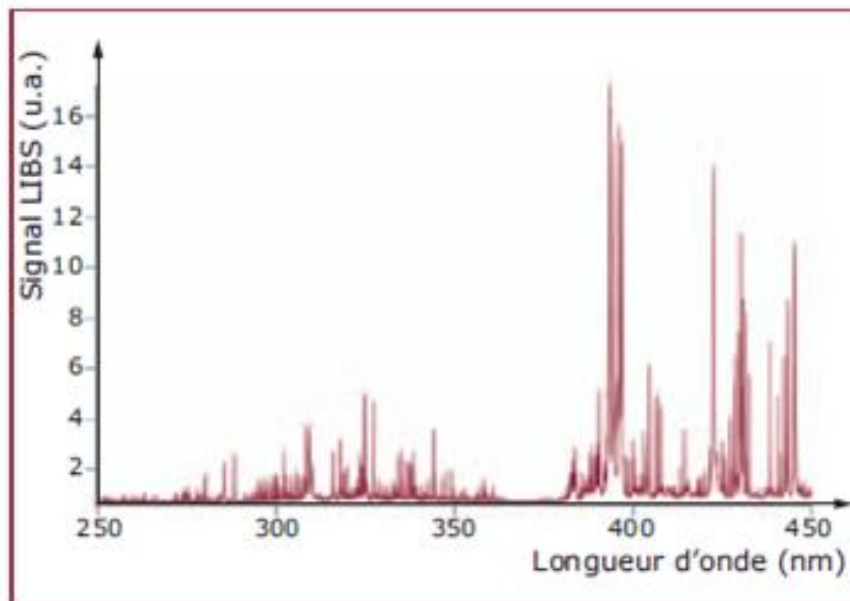


Figure 1.3: Figure-Spectre LIBS typique d'un sol [www].

Il est possible de les mesurer sans contact grâce à une impulsion laser qui illumine le sol à tester et par le biais d'une technique de spectrométrie d'émission dite LIBS (voir plus loin) [HUBI 06]. Le spectre LIBS d'un sol contient d'une part les raies d'émission intenses des éléments majeurs et d'autre part les raies peu ou très peu intenses des éléments traces. La figure 1.3 donne un exemple, sur une bande spectrale allant de 250 à 450 nm. La mesure est rapide et permet d'ausculter rapidement toute une zone.

I.3. Topographie, Bathymétrie

Des systèmes laser LIDAR (voir plus loin) sont utilisés depuis un avion pour faire des relevés topographique très précis qui servent ensuite à la prévention des risques naturels dans des zones escarpées, par exemple dans des vallées, etc... Grâce à l'emploi de deux longueurs d'onde laser il est également possible de faire des relevés de profondeur d'eau et déterminer la topographie des sols constituant le lit des cours d'eau comme montre en figure I.4. Ces informations sont précieuses notamment pour surveillance des côtes et zones humides, et pour la prévention des risques induits par les crues.

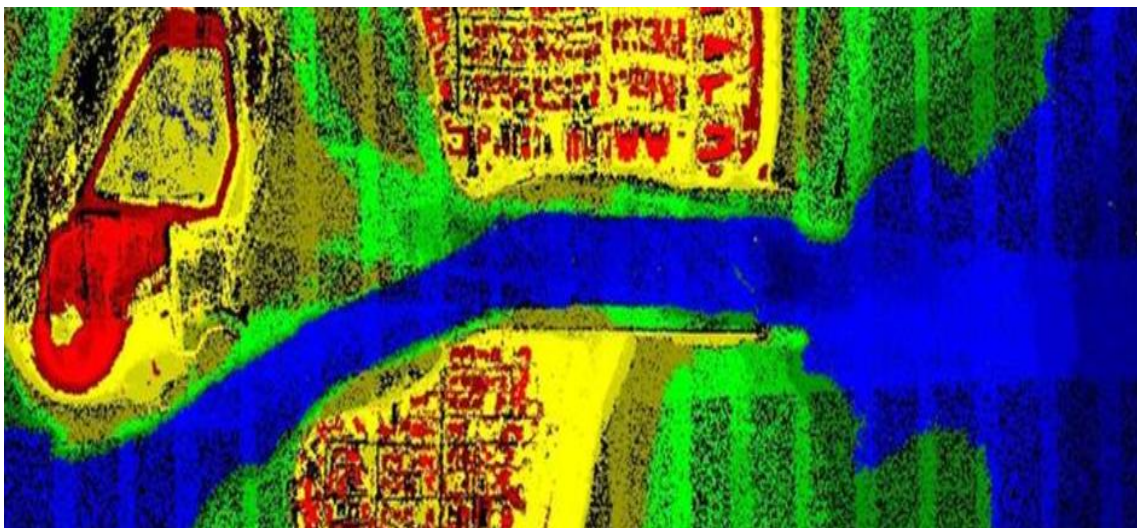


Figure I.4: Une image topographique par système LIDAR pour relever la profondeur d'eau et déterminer la topographie des sols constituant le lit des cours d'eau

I.4. Forêts

Des systèmes laser LIDAR sont aussi utilisés depuis un avion pour optimiser la gestion des forêts, dénombrer les arbres, déterminer leur hauteur, leur âge, leur densité, et en déduire le CO_2 capté.

II. Techniques mises en œuvre

II.1. LIDAR

Par principe, un lidar (ou radar optique) émet un faisceau laser impulsionnel en direction de l'objet à localiser ou à caractériser, et collecte une fraction du flux diffusé par ce dernier [HOUS.86]. A partir du rayonnement collecté on extrait les informations recherchées (distance, vitesse, réflectance, concentration, etc...). Emetteur et récepteur optiques peuvent être soit liés l'un à l'autre (systèmes optiques identiques ou accolés : lidars dits mono-statiques), soit indépendants l'un de l'autre (lidars bi-statiques). La Figure I.5 illustre ces 2 configurations, dans lesquelles les champs des systèmes optiques à l'émission et à la réception présentent une zone commune plus ou moins importante, au sein de laquelle doit se trouver l'objet à détecter. Dans l'une ou l'autre configuration, le radar optique illumine la scène, ou la cible, grâce à un pinceau lumineux étroit et capte en retour le flux réfléchi ou diffusé par l'objet grâce au récepteur, dont l'axe est pointé sur l'objet. Il existe plusieurs modes d'exploitation du lidar comme on le montrera dans la partie suivante.

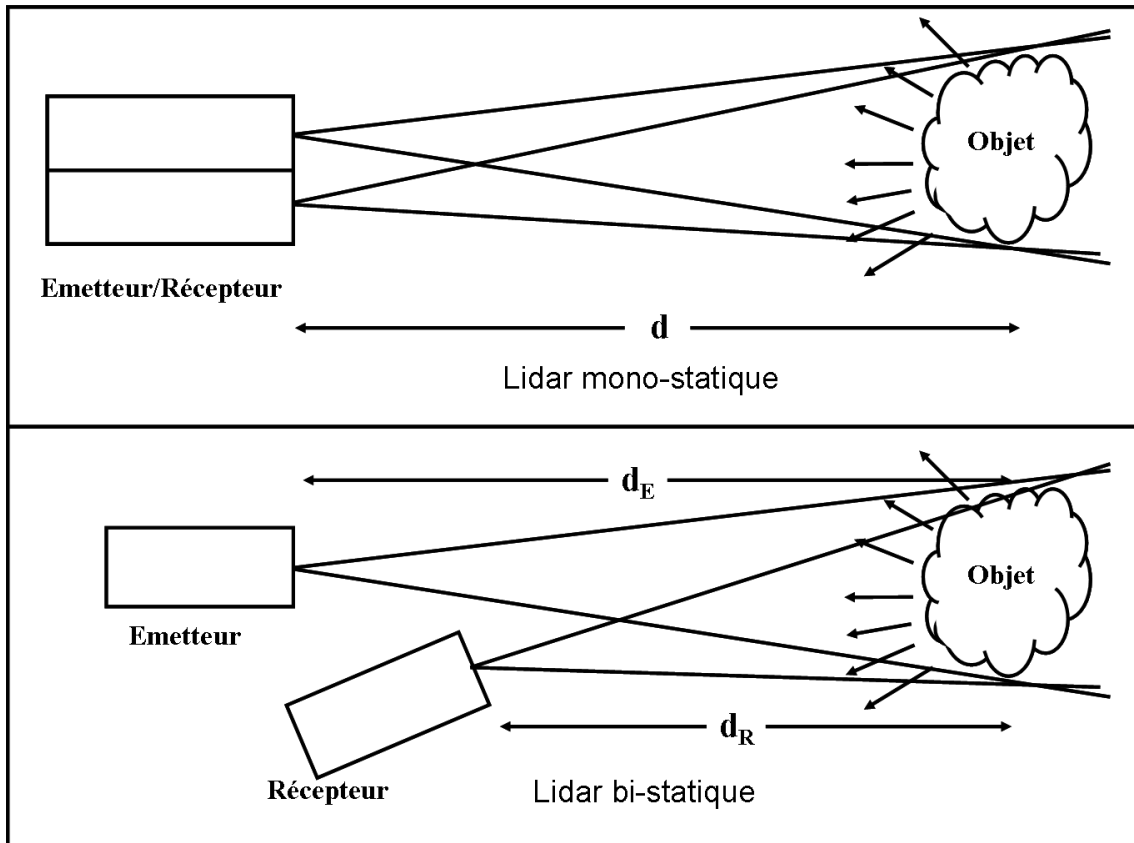


Figure 1.5: Représentations schématiques d'utilisation de radars optiques de type mono-statique et bi-statique (d est la distance entre l'objet et l'émetteur/récepteur pour le lidar mono-statique, d_R et d_E sont les distances entre l'objet et le récepteur et l'émetteur respectivement pour le lidar bi-statique).

Lidar rétrodiffusion

Dans ce cas, le facteur important est le coefficient de rétrodiffusion qui contient des informations sur la densité des éléments diffusants. Une version désormais répandue (lidar de Mie), utilisant une source laser Nd : YAG émettant à $1,064 \mu\text{m}$, permet de localiser et de mesurer la concentration des couches nuageuses ou de particules dispersées dans l'atmosphère (panaches de fumées, éruptions volcaniques ...). D'autres versions plus élaborées, les lidars Rayleigh, ont aussi été développées pour mesurer la densité de l'atmosphère stratosphérique et permettent également un calcul de profil de température. Le lidar Raman mesure la concentration d'un gaz particulier caractérisé par un décalage spectral donné entre émission et réception.

Lidar à absorption différentielle ou lidar DIAL

Dans ce cas, c'est le coefficient d'absorption atmosphérique α qui est le facteur intéressant. Ce coefficient varie avec la longueur d'onde selon les propriétés spectrales d'absorption de la substance chimique à détecter, soit la détection est la forme d'aérosol ou de

vapeur. Le lidar DIAL utilise au moins deux longueurs d'ondes émises par la source laser: l'une située dans une bande d'absorption (λ_a) et l'autre non absorbée servant de référence (λ_0). Ce principe est illustré par la figure I.6.

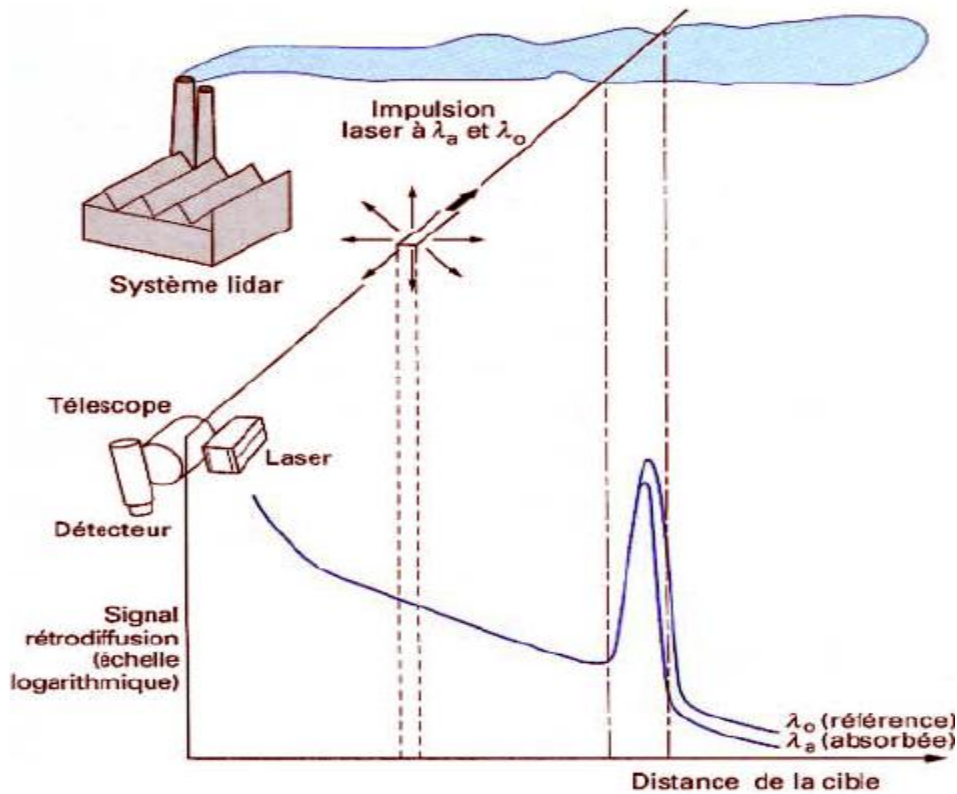


Figure I.6: Principe du lidar DIAL [FORG. 03].

La comparaison des signaux rétrodiffusés à une distance « z » pour chacune des deux longueurs d'ondes (émises quasi simultanément) fournit une information quantitative sur la concentration de la substance chimique dans la zone sondée par le faisceau laser. La méthode Dial (Differential Absorption Lidar) est désormais largement exploitée pour mesurer de constituants à l'état de traces dans l'atmosphère et qui sont d'un grand intérêt pour l'environnement. C'est le cas des lidars Dial pour le sondage de O_3 ou SO_2 , qui utilisent des lasers émettant dans l'UV [FORG.03]. Ce type de lidar est devenu un instrument de mesure de l'atmosphère troposphérique et stratosphérique essentiel pour l'étude et le contrôle systématique de l'environnement. Il fournit la localisation spatiale des constituants, la mesure de leur concentration et un suivi à long terme des variations de ces grandeurs.

Lidar Doppler cohérent

Enfin, il faut mentionner un autre mode de fonctionnement important des lidars qui fait appel des sources laser à très grande cohérence temporelle (contrairement aux lidars incohérents décrits précédemment). Dans ce cas, la source laser utilisée est monomode longitudinale et stabilisée en fréquence. Le signal détecté est fourni par un interféromètre qui effectue le mélange cohérent entre l'amplitude du faisceau rétrodiffusé à distance et une petite fraction du faisceau laser émis. Cette technique, analogue à certaines techniques radars, est sensible au déplacement de fréquence par décalage Doppler lié au mouvement des particules diffusantes: on obtient ainsi un instrument de mesure du vent ou un anémomètre.

II.2. Spectrométrie laser***Détection direct***

La spectrométrie peut notamment servir à la détection de molécules gazeuses en très faible quantité. Lorsqu'une couche de gaz est éclairée par une radiation lumineuse, une partie de celle-ci va être absorbée. L'intensité lumineuse transmise peut alors s'exprimer en fonction de l'intensité incidente selon la loi de Beer Lambert:

$$I = I_0 \exp [-LNK] \quad (1.1)$$

où I est l'intensité transmise, I_0 l'intensité incidente de l'onde lumineuse, L la longueur de parcours, N le nombre de molécules et K le coefficient d'absorption. Ce dernier dépend de la longueur d'onde. L'absorption de la lumière est donc proportionnelle à la longueur de parcours et au nombre de molécules de gaz présentes. Dans l'atmosphère, on utilise les paramètres spectroscopiques connus des gaz, en choisissant une longueur d'onde qu'ils absorbent de façon préférentielle, pour mesurer la concentration de chaque espèce, par exemple la vapeur d'eau vers $1,4 \mu\text{m}$ ou le dioxyde de carbone dans deux régions spectrales : $1,6 \mu\text{m}$ et $2 \mu\text{m}$

Cavity Ring Down Spectroscopy (CRDS)

Cette technique de mesure résulte de l'association d'un laser avec une cavité de grande finesse qui contient par exemple le gaz à doser. Cette cavité permet de démultiplier le nombre de passage de la lumière sonde à travers le milieu à caractériser. La fréquence laser d'excitation doit correspondre à une résonance d'absorption du gaz recherché. Le rayonnement laser est soit impulsionnel soit modulé et l'information souhaitée est déduite du temps de décroissance caractéristique de la lumière qui fuit de la cavité externe. On accède

ainsi à des mesures absolues qui peuvent être extrêmement sensibles (quelques ppb) et on s'affranchit des fluctuations de puissance du laser. Cette méthode convient à des mesures de gaz sur site.

Mesure photoacoustique

Si l'on éclaire un gaz avec un rayonnement optique (à la longueur d'onde d'absorption de ce gaz) et que l'on module le rayonnement, il y a échauffement modulé du gaz et création d'un signal acoustique qu'un microphone détecte. L'amplitude du signal photo-acoustique est proportionnelle à la puissance du rayonnement d'excitation et au coefficient d'absorption du gaz. La technique photo-acoustique est très bien adaptée à la détection des faibles absorptions, donc des traces de gaz mais doit faire appel à des cavités acoustique pour une meilleure sensibilité. Elle se caractérise par une très forte dynamique (10^6) et une bonne linéarité. La faisabilité de la détection quantitative du méthane avec une diode laser fonctionnant à température ambiante et émettant à $1,65 \mu\text{m}$ dans la bande $2\nu_3$ du méthane a été démontrée. Le détecteur de gaz réalisé comporte un résonateur acoustique différentiel. Après étalonnage, le système donne la mesure absolue de la quantité de méthane dans une gamme de 10^6 ppm (CH_4 pur) à une limite actuelle de 0,3 ppm. La technique a été récemment exploitée pour le protoxyde d'azote (N_2O) et la vapeur d'eau (H_2O) avec un laser QCL émettant à $7,9\mu\text{m}$ et fonctionnant à température ambiante.

II.3. LIBS acronyme de Laser Induced Breakdown Spectroscopy.

Une impulsion laser (durée quelques ns) focalisée sur la surface d'un matériau va l'échauffer par absorption, vaporiser une faible quantité de matière et créer un micro-plasma. Un spectromètre fait l'analyse spectrale de la lumière émise par ce plasma qui sera caractéristique de la composition chimique du milieu excité (solide ou liquide). Il s'agit d'un moyen pour identifier la nature (principalement) et la concentration (c'est plus délicat) des éléments présents sur un corps cible. Les applications concernent l'analyse des sols, des effluents, voire même de nanoparticules.

III. Lasers utilisés

Lasers Nd :YAG

Les lasers solides aux ions Néodyme comptent parmi les plus répandus et les plus éprouvés. Même si plusieurs transitions de l'ion Néodyme sont exploitables, la grande majorité des lasers Nd:YAG opèrent sur la transition la plus efficace à 1064nm. Des anciennes technologies à pompage par lampe, on est passé aujourd'hui au pompage par diodes lasers plus efficace. Ces lasers se prêtent bien aux régimes déclenchés (par cellule de Pockels ou par modulateur acousto-optique) dans lesquels ils produisent des impulsions de quelques nanosecondes à quelques dizaines de nanosecondes avec des énergies qui peuvent être élevées. Il existe également des micro-lasers Nd:YAG en cavité en anneau non planaire qui fournissent des rayonnements mono-fréquences avec des largeurs de raie de quelques kilohertz. Ces lasers peuvent produire directement des puissances de plusieurs Watts en continu. Ils peuvent être amplifiés si besoin. Pour obtenir des impulsions nanosecondes de très faible largeur de spectre (limitée par transformée de Fourier) on exploite la technique de verrouillage par injection. Un laser monomode longitudinal continu est couplé à un laser plus volumineux qui opère en régime impulsionnel déclenché. Un asservissement de la longueur de cavité du laser impulsionnel permet de maintenir en coïncidence un des modes longitudinaux avec la fréquence du laser maître. Il y a alors transfert de cohérence et l'impulsion produite par le laser esclave ne comporte qu'une fréquence porteuse pure identique à celle du laser maître. Ce type de source peut être précieux pour les Lidars vents. Les impulsions brèves et énergétiques des lasers Nd : YAG sont efficacement converties en fréquence par doublage ou triplage de fréquence dans des cristaux non linéaires pour atteindre le visible (532nm) ou le proche UV (355nm). Par ailleurs ces impulsions de courte longueur d'onde servent aussi de pompe pour des oscillateurs paramétriques optiques (ou OPO) qui génèrent alors des rayonnements signal et réplique accordables de l'infrarouge proche au moyen infrarouge. L'accordabilité se fait par changement des conditions d'accord de phase du cristal non linéaire de l'OPO soit par simple rotation soit par ajustement de la température du cristal. Ces OPO's sont particulièrement utiles pour les systèmes DIAL's.

Laser CO₂

Les lasers à gaz CO_2 fonctionnent avec des mélanges gazeux au sein desquels on crée des décharges électriques. Les rayonnements produits se trouvent dans l'infrarouge à 10,6 microns le plus souvent mais aussi sur une plage de longueurs d'onde plus large couvrant la bande allant de 9 à 11 microns. Cette caractéristique les destine bien à une utilisation pour les Lidars du fait de la bonne transparence de l'atmosphère dans cette gamme de fréquences optiques. Les lasers CO_2 présentent une bonne efficacité (>10%) et sont également d'une

technologie éprouvée puisqu'ils sont très employés dans le contexte industriel et depuis longtemps pour de la découpe et de la soudure. Ils peuvent fonctionner en continu ou en régime impulsionnel et produire des puissances très élevées.

Laser excimer

Des lasers XeCl qui produisent des impulsions énergétiques à 308nm sont utilisés pour mesurer l'ozone dans les couches stratosphériques depuis le sol. Ils sont exploités dans les techniques DIAL car après conversion par effet Raman dans une cellule à gaz il est possible de créer une double impulsion à 308 et 353 nm. L'ozone absorbe plus fortement le rayonnement à 308 nm. Ils sont également utilisés pour la mesure du taux de vapeur d'eau dans l'atmosphère avec des LIDAR Raman. Excité à 308 nm la vapeur d'eau fournit un signal à 347 nm et l'azote un signal à 332 nm. La technique des lasers excimer est ancienne mais des développements technologiques récents en ont grandement amélioré la fiabilité et la durée de vie, ce qui leur assure une place de choix dans le monde industriel et médical.

Diodes lasers

Les lasers à semi-conducteur utilisés dans le domaine de l'environnement sont essentiellement des lasers à raie spectrale étroite, des lasers DFB ou des lasers accordables en cavité externe. Même si leur largeur spectrale est souvent supérieure à ce qui peut être obtenu avec des lasers à fibre DFB, ils offrent l'avantage d'une certaine accordabilité et de capacités de modulation rapide de la fréquence émise. Cette dernière est mise à profit par exemple dans la détection spectroscopique de gaz comme le méthane. Les gammes de longueurs d'onde couvertes par les diodes lasers sont très étendues. Les lasers GaN produisent des rayonnements bleu/UV dès 375 nm. On a vu apparaître en 2010 les premières diodes laser vertes (410 nm) produites par Nichia. Il existe toute une gamme de diodes laser rouges. Il existe ensuite une large palette de lasers semi-conducteurs dans l'infrarouge proche depuis 780 nm jusqu'à 1060 nm, puis de 1270 nm jusqu'à 1610 nm (MQW-InGaAsP). Des diodes lasers à base de nanostructures dans la filière GaSb, AlSb, InAs et leurs alliages donnent accès à l'infrarouge moyen. Il peut s'agir de laser DFB ou de laser à cavité verticale (VCSEL) ou encore de laser à cascade quantique (QCL). Le moyen infrarouge permet de bénéficier de la bonne transparence de l'atmosphère mais aussi des fortes absorptions des raies fondamentales des espèces polluantes comme NO, CO, CO₂. Les puissances produites par les lasers semi-conducteurs tout en préservant de bonnes propriétés spectrales et surtout de bonne qualité de faisceau restent faibles pour des applications à longue portée. Ils servent parfois de laser maître pour alimenter une cascade d'amplificateur à fibre notamment dans la bande autour de 1,5 micron.

Laser à fibre

La technologie des lasers à fibre tend à supplanter les lasers à solide à base de cristaux laser dans des cavités conventionnelles. Leur rendement élevé, la gestion plus aisée des problèmes thermiques, leur compacité en font des concurrents sérieux des lasers massifs fonctionnant en régime continu même pour des niveaux de puissance kilowatt destinés au milieu industriel. Les longueurs d'onde concernées se situent autour de 1030-1080 nm (Fibre dopée Ytterbium) [CARL. 08, LIU 10], autour de 1480-1600 nm (pour les fibres dopées Erbium) [KAME.07, KAME.09, PHIL.04 et MAYO.07] autour de 1850-2100 nm (pour les fibres dopées Thulium) [CLAR.02, LI 10]. On trouve des sources lasers à fibres qui émettent à d'autres longueurs d'ondes mais les fibres exploitées sont plus exotiques (à base de verres fluorés ou Z:BLAN ou autres) et moins robustes. Il existe des lasers à fibre unimodale longitudinaux exploitant comme les diodes lasers des réflecteurs de Bragg photo inscrits (lasers DFB). Ainsi des lasers à fibre à 1,5 micron fournissant plusieurs Watts de puissance sur une fréquence de largeur de raie égale à quelques dizaines de kilo Hertz sont utilisés pour des LIDARS Vent Doppler embarqués ou au sol. Cependant le confinement de l'énergie laser sur un mode guidé de petite surface limite les performances des sources à fibre en régime impulsionnel. Ainsi pour les LIDAR cohérent la diffusion Brillouin stimulée est un des premiers effets gênant l'amplification d'impulsions à de hautes énergies. Il existe cependant des réalisations de lidars vent impulsionnels en lasers à fibre pour de faibles portées (~100 m). Des énergies proches de 1 mJ ont été atteintes avec des amplificateurs à fibre Er : Yb à large mode pour des impulsions d'une centaine de nanoseconde à 4 kHz de répétition.

Bibliographie

C

1. [CARL.08] C. G. Carlson, P. D. Dragic, B. W. Graf, R. K. Price, J. J. Coleman, G. R. Swenson, "High power Yb-doped fiber laser-based LIDAR for space weather", Proceedings of the SPIE, 6873, 68730K-68730K-12, (2008).
2. [CLAR.02] W.A. Clarkson, N.P. Barnes, P.W. Turner, J. Nilsson, D.C. Hanna, "High-power cladding-pumped Tm-doped silica fiber laser with wavelength tuning from 1860 to 2090 nm", Opt. Lett., 27, 1989-1991, (2002).

F

3. [FORG.03] S. Forget, "Source laser picoseconde à haute cadence dans l'ultraviolet", Thèse de doctorat, Université PARIS XI, (2003).

H

4. [HOUS.86] J. D. Houston, S. Sizgoric, A. Ulitsky, and J. Banic, "Raman lidar system for methane gas concentration measurements", App. Opti., 25, 2115-2121, (1986).
5. [HUBI.06] J. D. Hybl, S. M. Tysk, S. R. Berry, and M. P. Jordan, "Laser-induced fluorescence-cued, laser-induced breakdown spectroscopy biological-agent detection", App. Opti., 45, 8806-8814, (2006).

K

6. [KAME.07] S. Kameyama, T. Ando, K. Asaka, Y. Hirano, and S. Wadaka, "Compact all-fiber pulsed coherent Doppler lidar system for wind sensing", Applied Optics, 46, No. 11, 1953-1962, (2007).
7. [KAME.09] S. Kameyama, M. Imaki, Y. Hirano, S. Ueno, S. Kawakami, D. Sakaizawa and M. Nakajima, "Development of 1.6 μm continuous-wave modulation hard-target differential absorption Lidar system for CO_2 sensing", optics letters, 34, No. 10, 1513-1515, (2009).

L

8. [LI.10] J. Li, S. H. Yang, H. Y. Zhang, W. Xie, and C. M. Zhao, "2 μm Single Frequency Master Oscillator Fiber Power Amplifier", laser phy., 20, 1806-1809, (2010).
9. [LIU.10] H. Liu, C. Gao, J. Tao, W. Zhao, and Y. Wang, "Compact Tunable 10 W picosecond Source based on Yb-doped Fiber Amplification of Gain Switch Laser Diode", World Academy of Science, Engi. and Tech., 64, 379-382, (2010).

M

10. [MAYO.07] S. D. Mayor, S. M. Spuler, B. M. Morley and E. Loew, "Polarization lidar at 1.54 μm and observations of plumes from aerosol generators", Optical Engi., 46(9), 096201-1:12, (2007).
11. [MOND.01] D. Mondelain, "Lidar linéaire et non linéaire dans l'infrarouge moyen", Thèse de doctorat, Université de Claude Bernard Lyon1, (2001).

P

12. [PHIL.04] V. Philippov, C. Codemard, Y. Jeong, C. Alegria, J. K. Sahu, and J. Nilsson, "High-energy in-fiber pulse amplification for coherent lidar applications", optics letters, 29, No. 22, 2590-2592, (2004).

W

13. [www]<http://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/mesures-analyses-th1/innovations-mesure-analyse-ti658/spectroscopie-laser-appliquee-a-l-analyse-des-sols-pollues-re133/traitement-des-spectres-libs-dans-l-analyse-des-sols-re133labniv10003.html>.

Chapitre II.
Lasers à fibre continu et pulsé de forte puissance

I. Introduction

Dans le chapitre précédent, j'ai décrit brièvement les différents types de laser et leurs applications dans le domaine de l'environnement. J'ai donné quelques exemples d'utilisation des lasers à fibre dans la composition de lidar pour différentes mesures atmosphériques.

Lasers et amplificateurs à fibre dopée terre rare sont très attrayants pour atteindre des puissances d'émissions élevées en raison de leurs avantages en termes de compacité, d'efficacité, et de comportement thermique. Malheureusement, la puissance de sortie de ces dispositifs est limitée par les effets non linéaires [HANS.01, WALT.07] et les endommagements, en particulier en régime pulsé. Pour surmonter ce problème, on cherche à augmenter l'aire effective des fibres, comme on va le voir dans le troisième chapitre, mais cette approche est limitée parce que cette augmentation s'accompagne souvent d'une propagation multimodale qui dégrade la qualité du faisceau de sortie.

Afin de développer l'énergie des sources pulsées à base de fibres, une solution alternative repose sur la combinaison cohérente de l'émission de plusieurs amplificateurs à fibre monomode. Cette technique consiste à un verrouillage de différents émetteurs en phase afin de les ajouter de façon cohérente dans le champ lointain. La mise en phase peut se faire de manière passive par auto-organisation ou bien de manière active, un unique laser maître alimentant un réseau d'amplificateurs parallèles. Dans ce dernier cas, il est nécessaire de disposer d'un ensemble de détection de phase et de modulation de phase introduit dans une boucle d'asservissement électronique [PAUR.09].

Dans la première partie de ce chapitre, après quelques considérations générales sur les fibres optiques et les lasers à fibre, on va voir comment l'augmentation de la puissance transportée ou générée dans les fibres optiques est limitée par plusieurs phénomènes physiques. Parmi eux, deux sont relativement handicapants puisqu'ils peuvent aboutir à la déplétion du signal transporté en faveur d'autres longueurs d'onde ou bien à la destruction de la fibre. Ces phénomènes limitatifs sont respectivement les effets non linéaires et le claquage diélectrique. Afin de combattre leur apparition, il est indispensable de bien les connaître pour savoir d'où ils viennent, comment et quand ils apparaissent.

Dans la seconde partie de ce chapitre nous ferons un état de l'art sur les sources lasers à fibre de dernière génération avant de conclure avec l'évocation d'architectures alternatives pour la montée en puissance.

II. Généralités sur les fibres optiques

II.1. Constitution générale d'une fibre optique

Une fibre optique est un guide d'onde optique, de géométrie simple (figure II.1), constitué au centre d'un cœur d'indice de réfraction élevé (noté n_c composé essentiellement de silice pure hautement raffinée et plus ou moins dopée). Autour, nous trouvons la gaine dite optique (d'indice de réfraction notée n_g) qui possède un indice de réfraction plus faible avec un diamètre extérieur de l'ordre de $125\mu\text{m}$ pour les fibres conventionnelles. Enfin, une gaine dite mécanique est rajoutée pour protéger la fibre optique en assurant une meilleure résistance mécanique. Il existe deux grandes familles de fibres optiques: les fibres monomodes et les fibres multimodales

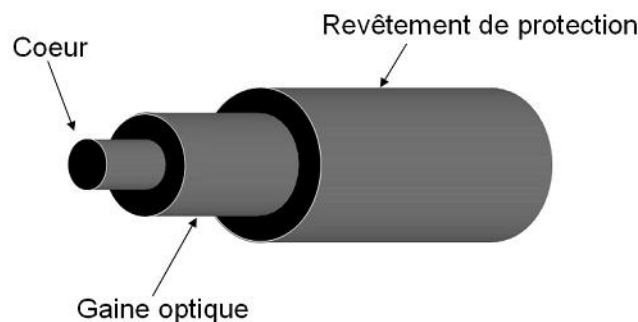


Figure II.1 : Structure d'une fibre optique.

II.2. Fibre optique standard

Une fibre optique conventionnelle peut être schématisée par une partie centrale (cœur) d'indice de réfraction n_c entourée d'une gaine dont l'indice de réfraction n_g est légèrement plus faible. Le cœur, constitué d'une matière diélectrique transparente, est généralement de la silice dopée en oxyde de germanium GeO_2 et/ou de potassium P_2O_5 .

La plupart des fibres optiques ont un cœur de symétrie cylindrique autour d'un axe noté Oz appelé axe de propagation. La section transverse présente une différence d'indice entre le cœur et la gaine qui peut être discontinue (fibre à saut d'indice) ou graduelle (fibre à

gradient d'indice). La figure II.2 schématise la section transverse d'une fibre à saut d'indice et le principe simplifié du guidage de la lumière par réflexion totale interne dans le cœur de la fibre. Cela n'est possible que si le cœur et la gaine sont constitués de matériaux transparents et que l'indice de réfraction de la gaine est inférieur à celui du cœur (une différence de quelques pourcents est suffisante). La seconde condition est d'envoyer un signal lumineux dans la fibre avec un angle inférieur à un angle critique θ_{max} (voir figure II.2.c). On utilise un paramètre appelé ouverture numérique (ON) pour quantifier cette valeur angulaire. Elle s'écrit [AGRA.95]:

$$ON = \sin(\theta_{max}) = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (2.1)$$

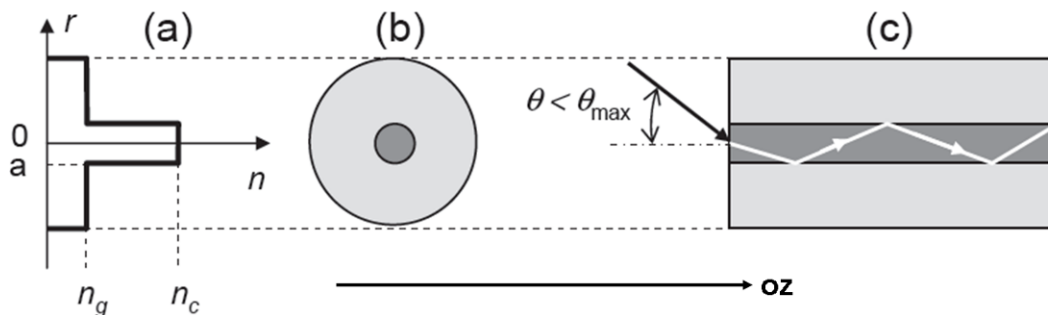


Figure II.2: a) Distribution d'indice, b) section transverse d'une fibre à saut d'indice et c) principe de guidage de la lumière par réflexion totale interne.

Dans une fibre optique, la lumière peut être guidée selon plusieurs modes. Le paramètre V , appelé fréquence normalisée, est un paramètre important pour définir les conditions de propagation unimodale [AGRA.95]:

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} ON \quad (2.2)$$

Où a est le rayon du cœur de la fibre et λ la longueur d'onde. Dans le cadre de cette thèse, nous parlerons de fibres unimodales et de fibres multimodales. Pour s'adapter à la condition de guidage unimodal, une fibre optique à saut d'indice doit vérifier $V < 2,405$ [JOIN.96]. En d'autres termes, la longueur d'onde utilisée doit être supérieure à la longueur d'onde de coupure λ_c (en dessous de λ_c , un deuxième mode apparaît dans la fibre). La longueur d'onde de coupure est déterminée à partir de la formule (2.3). Elle vaut:

$$\lambda_c = \frac{2\pi a}{2,405} ON \quad (2.3)$$

II.2.1. Régime unimodal

Une fibre optique standard à saut d'indice présentant une fréquence spatiale normalisée $V < 2,405$, pourra supporter la propagation du seul mode fondamental (mode LP₀₁ selon la nomenclature spécifique des fibres optiques). Les composantes axiales du champ électromagnétique se propageant dans la fibre s'écrivent indépendamment dans le cœur et dans la gaine, la composante électrique du mode fondamental LP₀₁ d'une fibre à saut d'indice s'écrit (voir l'annexe A) :

$$E_z(r) = AJ_0\left(\frac{ur}{a}\right) \quad \text{dans le cœur} \quad (2.4)$$

$$E_z(r) = CK_0\left(\frac{wr}{a}\right) \quad \text{dans la gaine} \quad (2.5)$$

Où u et w sont deux constantes caractéristiques respectivement du cœur et de la gaine reliées et J_0 et K_0 désignent respectivement les fonctions de Bessel et Bessel modifiée d'ordre 0. Un paramètre important caractérisant le mode fondamental dans une fibre est l'aire effective (ou surface effective) qui est calculée à partir de la répartition transverse du champ modal se propageant dans la fibre. Soit $E(r)$ la distribution de ce champ en fonction du rayon transverse de la fibre dont l'origine est au centre du cœur. Par intégration sur toute la section droite de la fibre, l'aire effective A_{eff} est définie par [AGRA.95]:

$$A_{eff} = \frac{(\int_0^\infty |E(r)|^2 dr)^2}{\int_0^\infty |E(r)|^4 dr} \quad (2.6)$$

Si la distribution spatiale du mode est supposée de forme gaussienne, l'aire effective est calculée par la formule suivante [AGRA.95]:

$$A_{eff} = \pi\omega^2 \quad (2.7)$$

où ω est la demi largeur du mode à $1/e^2$ du pic maximal d'intensité. En général, le mode fondamental d'une fibre optique peut être assimilé à une distribution gaussienne. La distribution transverse du mode fondamental est donc approchée par l'expression suivante :

$$\mathcal{G}(r) = A \exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2}\right) \quad (2.8)$$

Il existe une expression analytique empirique qui permet de déterminer ω en fonction de V pour une fibre standard à saut d'indice. Il s'agit de la formule de Marcuse dont la précision est meilleure que 1% pour $1,2 < V < 2,4$ [MARC.77]:

$$\omega = a(0,65 + 1,619V^{-3/2} + 2,879V^{-6}) \quad (2.9)$$

Le mode de type gaussien présente un intérêt tout particulier pour les applications où la brillance de la source est recherchée (optique non linéaire, microchirurgie, microgravure, communication spatiale). En effet, c'est le faisceau qui possède la brillance la plus élevée, autrement dit la plus petite étendue géométrique G , définie par $G = S\Omega$, où S est la section de la zone émissive ($S = \pi\omega^2$) et Ω est l'angle solide couvert par le cône de lumière d'ouverture angulaire 2θ (θ étant aussi la divergence du faisceau gaussien):

$$\Omega = \pi\theta^2 \quad \text{avec} \quad \theta = \frac{\lambda}{\pi\omega} \quad (2.10)$$

L'étendue géométrique du faisceau gaussien est donc $G = \lambda^2$ et sert de référence pour caractériser la capacité d'une source à focaliser son faisceau sur un spot le plus petit possible.

II.3. Fibres microstructurées

Les fibres microstructures air-silice (FMAS), sont nées de la volonté de transposer certaines propriétés des matériaux semi-conducteurs au domaine de l'optique. Le terme «fibre à cristaux photoniques» a été inventé par Russell en 1995 [RUSS. 95]. Une telle structure est présentée sur la figure II.3.

Elle se compose d'un réseau périodique en deux dimensions de trous d'air distribués parallèlement à l'axe de propagation dans une matrice de silice. Classiquement, le motif élémentaire est une maille triangulaire ou hexagonale. Les paramètres définissant le cristal photonique sont alors le diamètre d des trous d'air et la distance Λ entre les centres de deux trous adjacents. La présence d'un défaut dans le réseau, comme l'omission d'un trou d'air, autorise le confinement et le guidage de la lumière le long de la fibre.

Le guidage dans ce type de fibre peut être réalisé soit par réflexion totale interne modifiée, soit par effet de bande interdite photonique. Il y a donc plusieurs types de fibre microstructurée. Dans le premier cas, on exploite le fait que l'indice de réfraction moyen de la gaine est inférieur à celui de la silice pure du fait de l'inclusion des trous d'air. Dans une fibre microstructurée air/silice (FMAS), la fraction d'air présente dans la gaine permet de contrôler

la différence indicielle entre le cœur et la gaine de la fibre, autrement dit de contrôler son ouverture numérique (ON). Ainsi la différence indicielle ($\Delta n \sim 10^{-4}$) dans une FMAS peut être diminuée d'un ordre de grandeur par rapport aux fibres conventionnelles.

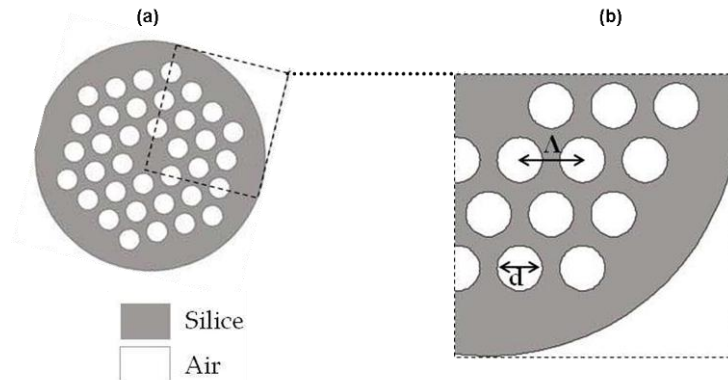


Figure II.3: a) Sections transverses de fibres à cristal photonique et b) définition des paramètres géométriques de la gaine microstructurée.

Cette capacité donne accès à des ouvertures numériques extrêmement faibles (0,02) tout en restant contrôlables et permet d'assurer une bonne homogénéité transverse. La taille du cœur d'une FMAS peut par conséquent être fortement augmentée tout en conservant un caractère monomode. A l'inverse, la même technologie permet de construire des guides à très forte ouverture numérique ($\sim 0,8$) en entourant un cœur de silice par une couronne de trous larges avec des parois de silice extrêmement peu épaisses. On forme ainsi une gaine optique constituée essentiellement d'air. Ces guides à très forte ouverture numérique sont mis à profit pour guider les rayonnements pompe de laser à fibre dans des structures dites « air clad ». Par la structuration périodique de l'indice, en jouant entre zone de silice (éventuellement dopée) et zone d'air, mais aussi de manière tout solide avec des zones d'indices variables, il est possible de créer des résonances transverses de manière à former une gaine optique « artificielle ». Il y a alors constitution de bandes interdites c'est-à-dire que pour certaines fréquences et dans un domaine angulaire donné, la lumière ne peut pas se propager dans la gaine périodique. On parle alors de fibre à cristal photonique (Photonic crystal fiber) ou à bande interdite (Photonique bandgap fiber). La même approche a conduit aux fibres dites de Bragg pour lesquelles la structuration d'indice de la gaine est à symétrie de révolution. Il n'est plus nécessaire que le cœur soit d'indice supérieur aux constituants de la gaine et il devient possible avec les fibres à gaine à cristal photonique de guider la lumière dans des guides creux (rempli de gaz).

II.4. Fibre dopée terre rare à double gaine

Initialement les amplificateurs à fibre dopée terre rare étaient constitués de fibres à structure conventionnelle avec un cœur unique pour guider le rayonnement pompe et le signal laser à amplifier. Les sources de pompage devaient donc être spatialement unimodales. Les diodes de pompage unimodales sont malheureusement limitées en puissance à quelques watts. Par voie de conséquence, la puissance de sortie d'un laser à fibre mono-gaine est donc limitée à quelques Watts. Cette limitation a été surmontée par l'utilisation de fibre à double-gaine [TUNN.05]. Une fibre double-gaine est une fibre optique qui a un cœur avec un relativement petit diamètre (2 à 10 microns) pour guider l'onde laser et deux couches d'une gaine de grand diamètre. Ici, le cœur actif dopé est entouré d'un deuxième guide d'un diamètre de quelques centaines de microns, appelée la gaine intérieure, qui est très multimodal et qui guide le rayonnement pompe (voir figure II.4). Habituellement, les deux gaines ont un plus faible indice de réfraction que le cœur, et la gaine intérieure a un indice de réfraction plus faible que la gaine extérieure. Ainsi, la lumière de pompe injectée dans une gaine intérieure de silice est guidée par réflexion totale à l'interface silice-polymère et peut interagir avec les ions dans le cœur.

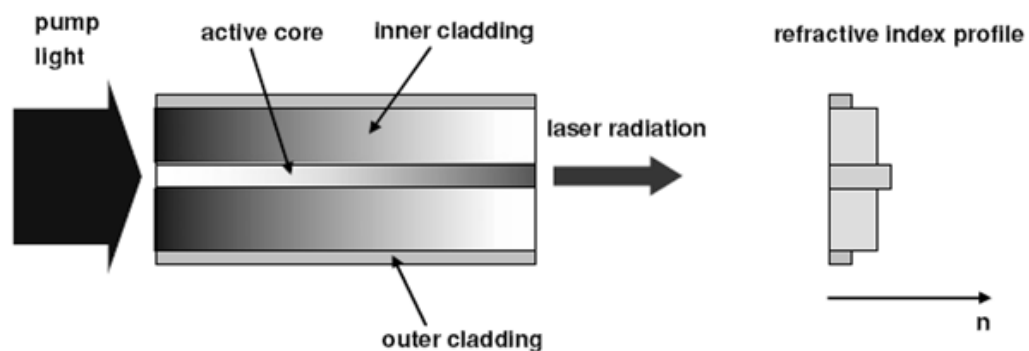


Figure II.4: Le concept de fibre à double gaine.

Le grand avantage de ce cœur à double géométrie est la possibilité d'exploiter des sources ayant une faible qualité de faisceau comme les barrettes de diodes ou les empilements, tandis que le faisceau amplifié reste limité par diffraction en étant guidé sur le mode fondamental (LP01). Ainsi, le concept de double gaine est un moyen habile pour convertir un rayonnement de faible brillance énergétique (celui des diodes de pompe) en un rayonnement laser de forte brillance avec une efficacité dictée par le changement de longueur d'onde. Plus grande sera la section de la gaine extérieure et plus grande sera son ouverture numérique et plus on pourra coupler de puissance pompe [MULL.06].

Toutefois, avec l'augmentation du diamètre et de l'ouverture du guide de la pompe, le nombre de modes qui n'interagissent pas avec le cœur absorbant augmentent également. C'est en particulier le cas des modes tubulaires associés à des rayons hélicoïdaux qui conduisent dans les fibres à symétrie de révolution à une interaction faible avec le cœur et dont la puissance peut rester non absorbée à la sortie.

Une amélioration a été apportée en brisant la symétrie cylindrique, forçant les rayons à suivre des trajectoires plus irrégulières, voire des chemins chaotiques. Détruire cette symétrie augmente l'efficacité d'absorption dans la fibre à double gaine. Plusieurs types de gaines intérieures, par exemple, forme en D, en rectangle, en triangle, en hexagone et d'autres formes irrégulières, sont proposées [MULL.06]. La Figure II.5 montre le calcul de l'absorption de la lumière de pompe dans un laser à fibre à double gaine suivant le dessin de la gaine intérieure [TUNN.05].

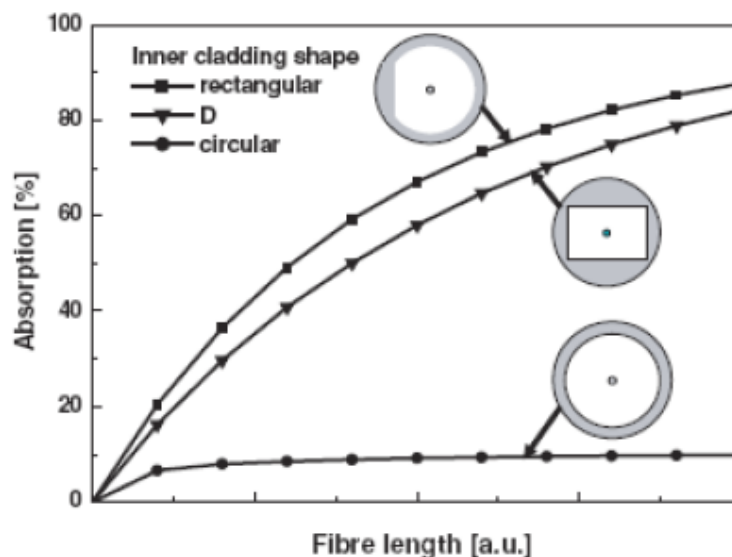


Figure II. 5: Calcul de l'absorption pour différentes structures de pompe par la gaine en fonction de la longueur de fibre [TUNN.05].

Cette figure montre que les structures asymétriques ont une efficacité d'absorption bien meilleure que la fibre ronde, et que la forme en D est encore meilleure que celle rectangulaire.

III. Laser à fibre de haute puissance

À haute puissance les lasers à fibre offrent le bénéfice d'une bonne qualité de faisceau d'une grande fiabilité, d'un rendement électrique élevé, d'un faible entretien, d'un

encombrement réduit, tout en étant robuste et mobile. Ces avantages sont liés à un certain nombre de raisons physiques. Les fibres actives des amplificateurs et lasers sont longues et offrent ainsi une grande surface qui assure une excellente dissipation thermique. De plus le milieu à gain est incorporé dans un guide d'ondes, qui assure un bon recouvrement entre faisceau pompe et signal laser, et qui le protège de l'environnement et rend possible la production de faisceaux de divergence minimale limitée par la diffraction. En raison du confinement des rayonnements en des faisceaux étroits et du fait de fortes concentrations en ions actifs, les amplificateurs lasers à fibre se caractérisent par des gains élevés ce qui aboutit à des seuils laser réduits et à des cavités faiblement surtendues et à de haute efficacités de conversion. En outre, avec l'introduction de la technologie des fibres à double gaine, il est devenu possible d'exploiter le pompage par une multitude de diodes laser pour atteindre des puissances très élevées et atteindre des niveaux d'émission laser de classe kilowatt [PIPE.05].

Depuis la démonstration de l'intérêt de la technologie des lasers à fibre et de leur valeur commerciale potentielle, de nombreux lasers à fibre monomode de haute puissance ont été réalisés par plusieurs groupes de recherche et des industriels. Leurs principales réalisations sont résumées dans la figure II.6 montrant l'évolution de la puissance des lasers à fibre CW et de leur qualité de faisceau au cours des dernières années.

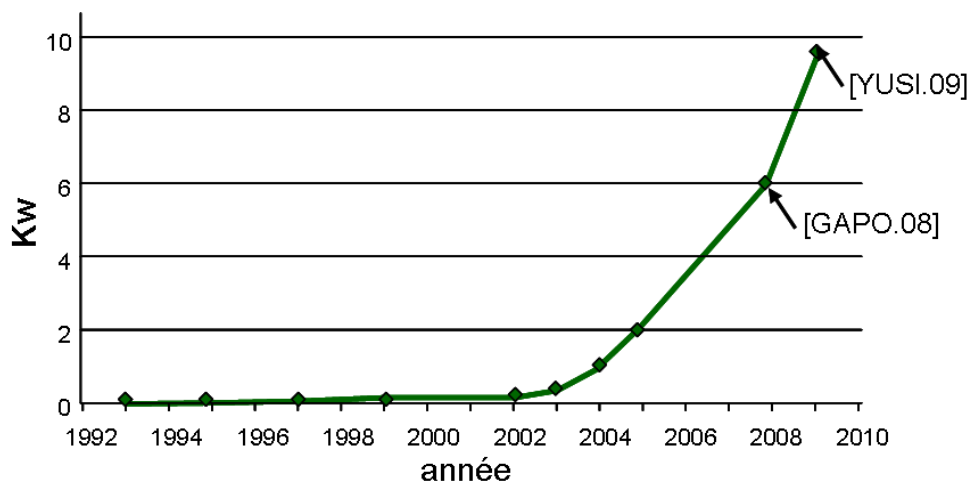


Figure II.6: Évolution de la puissance en régime de fonctionnement continu de lasers à fibre à double gaine avec une qualité de faisceau limité par diffraction au cours de la dernière décennie.

Cette évolution est également soutenue par la disponibilité de diodes lasers de pompage fiables et performantes. L'année passée un nouveau record a été atteint avec un laser à fibre continu monomode transverse de presque 10 kW, (9,6 kW avec une qualité de faisceau $M^2=1,3$) [YUSI.09] et des dizaines de kW ont été obtenus dans un laser à fibre de large cœur multimodal [HECH.09].

La réalisation des lasers de puissance extrêmes est limitée par trois facteurs. Le premier est la limitation introduite par la puissance de pompage que l'on peut coupler dans une fibre, ceci étant lié à la brillance des diodes de pompage, à la surface de fibre guidant la pompe et à son ouverture numérique. Le second facteur est le seuil de dommage optique de la fibre, tandis que le troisième facteur découle des effets d'interaction non linéaire au sein de la fibre [HUSS.05, MAND.07].

III.1. Lasers à fibre continus (CW)

Un laser à fibre CW de puissance élevée avec une qualité de faisceau limitée par la diffraction est habituellement composé de plusieurs mètres d'une fibre active multi-gaine pompée par diodes comme illustré en figure II.7 [QUIN.07]. La lumière de pompage fournie par deux séries de diodes laser de puissance est injectée aux deux extrémités de la fibre active par une paire de coupleurs multimodaux spéciaux. Dans cet exemple, la cavité laser est créée directement dans la fibre active par photo-inscription de miroirs de Bragg. L'émission laser de sortie se fait à travers une fibre monomode passive, avec un diamètre de cœur d'environ 10 μm . Le faisceau laser résultant est essentiellement limité par la diffraction.

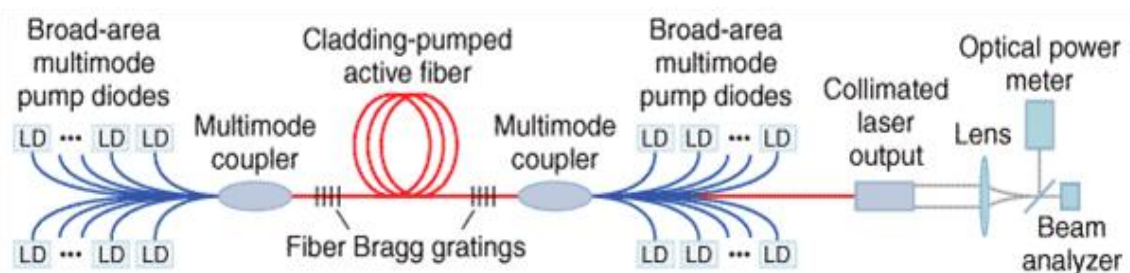


Figure II.7 Exemple de Laser à fibre de forte puissance [QUIN.07].

Pour des puissances encore supérieures, on a recours à des cascades d'amplificateurs. En outre on optimise le rendement de pompage, notamment en utilisant des sources de pompage spéciales de manière à exciter la transition laser dans la partie la plus haute de son spectre d'absorption pour minimiser le défaut quantique.

III.2. Lasers à fibre impulsionnels

Les lasers à fibre peuvent fournir des rayonnements pulsés de puissance crête élevée sur des durées nanosecondes [CODE.06, SANG.09], picosecondes [KIEU 09] et femtosecondes [NICH.04, WISE 08]. Ils représentent des sources utiles pour un nombre croissant d'applications industrielles de pointe, telles que le marquage et le traitement des

matériaux et font l'objet d'une recherche considérable. Deux grandes familles de méthodes permettent de générer des impulsions dans les lasers: le déclenchement par modulation des pertes intracavités (Q-switch) et le verrouillage de modes (Mode-locking). Les principales techniques d'émission d'impulsions dans les lasers à fibre sont répertoriées sur la figure (II.8).

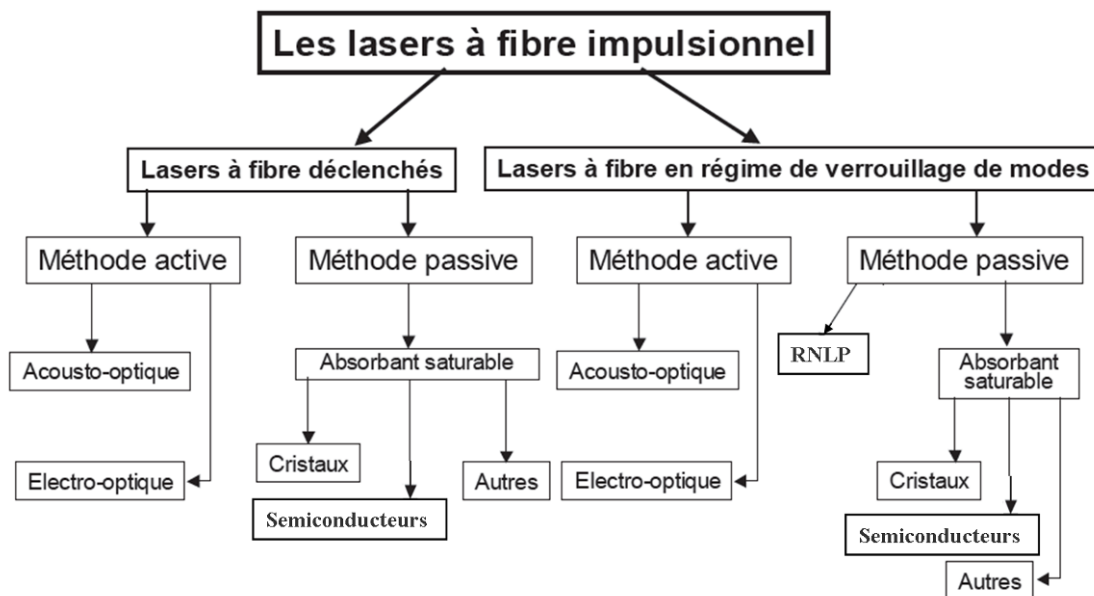


Figure II.8: Régimes impulsions dans les lasers à fibre et types de réalisation [LECO.06].

Les lasers à fibre se sont révélés très efficaces en régime continu avec la génération de puissances très élevées. Néanmoins, les dimensions typiques transversales de fibres dopées (avec un diamètre de cœur dopé généralement bien inférieur à $100\ \mu\text{m}$) sont des limites réelles pour la réalisation d'impulsions de haute énergie en raison de multiples effets préjudiciables que l'on détaille par la suite. Dans le contexte des lasers à modes synchronisés, les lasers à fibre femtosecondes ces dernières années ont vu leurs performances accrues en termes de brièveté d'impulsion et d'énergie par impulsion. En particulier, les lasers à fibre fonctionnant au voisinage de $1\ \mu\text{m}$ de longueur d'onde ont connu des progrès significatifs grâce à l'efficacité exceptionnelle et à la grande bande de gain des fibres dopées Yb [CAUT.97, ORTA.03]. Les records s'établissent aujourd'hui autour d'impulsions plus brèves que $60\ \text{fs}$ et en terme d'énergie à $70\ \mu\text{J}$ pour des impulsions de $600\ \text{fs}$ de durée avec des architectures d'amplification fibrée à étireur compresseur qui permettent d'atteindre aujourd'hui et pour la première fois le kilowatt moyen en régime picoseconde. Les impulsions ultrabrèves des lasers à modes synchronisés sont cependant peu employées pour des applications à l'environnement au contraire des sources nanosecondes.

Pour les lasers à fibre déclenchés, les durées d'impulsions sont généralement limitées à des valeurs supérieures à 100 ns en raison de la cavité de plusieurs mètres de long imposées par la longueur de fibre typique [MARY.06]. Ainsi, les développements dans ce domaine ont cherché à augmenter l'aire du mode (pour augmenter aussi la section dopée) et à augmenter le recouvrement avec le rayonnement pompe de manière à réduire la longueur d'absorption et par la même la longueur de fibre active. La géométrie des fibres de type tige (rod type fiber) a été conçu dans cet objectif et a permis la génération d'impulsions autour de 10 ns de forte énergie (~3 mJ) avec une puissance moyenne élevée sans avoir à subir d'effets non-linéaires préjudiciables [SCHM.07].

En 2011, Laroche et ses collaborateurs ont présenté un laser de forte puissance en régime nanoseconde comprenant un amplificateur à fibre double gaine et à cœur dopé Yb injectée par l'émission d'une diode laser commutée [LARO.11]. La longueur de la fibre amplificatrice est de 6m avec un diamètre de cœur de 6 μ m et une ouverture numérique de 0,15. Avec cette configuration, les auteurs ont obtenues des impulsions géantes stables avec une durée d'environ 3 ns et une puissance crête supérieure à 20 kW.

La question qui se pose ici est quels sont les niveaux de puissance (crête et moyenne) accessibles avec un laser à fibre. Pour répondre à cette question, il faut d'abord connaître les limitations. Il s'agit notamment des limites imposées par des considérations thermiques [BROW.01], par les non-linéarités des fibres, par les dommages aux facettes et par la brillance des lasers de pompe à diode [DAWS.08]. Dans le paragraphe suivant on décrira rapidement la limitation liée aux dommages et celles liées aux effets non linéaires qui sont les plus contraignantes dans le contexte des régimes pulsés nanosecondes.

III.3. Les dommages et les effets non-linéaires dans une fibre optique

III.3.1. Limitations introduites par les dommages optiques

L'intensité seuil de dommages à la surface d'une silice fondue est d'environ $I_{domm} = 2 \times 10^{13} \text{ W/m}^2$ [GAPO.05], bien que cette valeur soit considérablement réduite dans des verres dopés. Ce paramètre évolue également avec la durée des impulsions excitatrices, il peut être plus élevé pour des impulsions ultra brèves (femtosecondes). [TUNN.05]. Il y a un vaste ensemble de travaux sur les dommages optiques dans les fibres optiques et verres de silice [SMIT.07]. En outre, il y a aussi plusieurs mécanismes d'endommagement des fibres

tels que l'effet dit « fusible » qui survient à l'intérieur du guide [KASH.88], que l'on peut prendre en compte. Cependant, les dommages aux fibres sont généralement observés sur les faces de sortie des sources puissantes. Le seuil de fluence au-delà duquel il y a risque d'endommager une interface air/ silice fondue, est nettement inférieur au seuil de fluence pour des dommages dans le volume. A une longueur d'onde d'environ 1 μm , ce seuil est donné par Limpert et al [LIMP.06a].

$$F_{\text{dommage}} = 22 \cdot (\Delta\tau)^{0.4} \text{ J/cm}^2 \quad (2.11)$$

Où $\Delta\tau$ est la durée d'impulsion en nanosecondes. Par conséquent, le seuil de dommage est en général inférieur à celui de l'énergie extractible. La Figure II.9 montre un exemple d'une face de fibres endommagée.

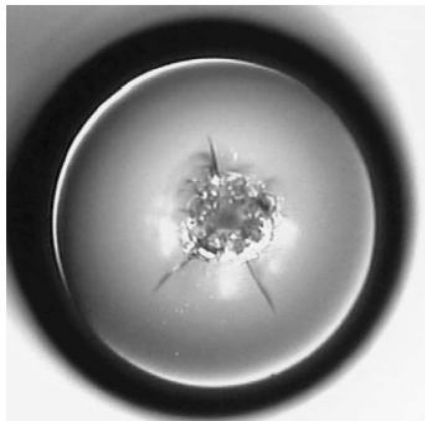


Figure II.9: Face de fibres endommagées.

On fait maintenant souvent appel à des embouts (end-cap) en forme de barreau de silice homogène à l'intérieur desquels le faisceau s'élargit par diffraction pour diminuer l'intensité à l'interface air-verre (voir figure II.10).

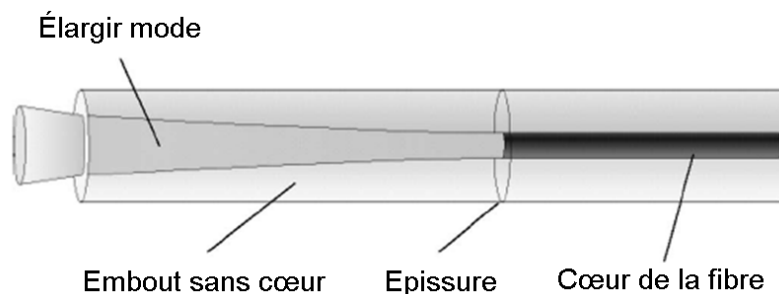


Figure II.10: Embout en extrémité de fibre pour éviter d'endommager la face.

Ainsi, pour une fibre avec un mode fondamental simple de type Gaussien, la puissance maximale de sortie avant endommagement est donnée par :

$$P_{out}^{domm.} = \Upsilon^2 I_{domm} \pi a^2 \quad (2.12)$$

où Υ est le rapport entre le rayon de champ de mode et le rayon a du cœur. Ce rapport ne varie que légèrement avec le rayon de cœur, de sorte que nous pouvons l'approcher par une constante.

III.4. Effets non-linéaires dans une fibre optique

L'optique non-linéaire concerne l'étude des phénomènes qui se produisent lorsqu'il survient une modification des propriétés optiques d'un matériau en présence de lumière. Les effets non linéaires dans les fibres optiques qui sont résumés en figure II.11 se produisent en raison de

- la variation de l'indice de réfraction du milieu avec une intensité optique et,
- de phénomènes de diffusions inélastiques.

La dépendance avec la puissance de l'indice de réfraction est aussi appelée effet Kerr. Selon le type de signal d'entrée, la non-linéarité (Kerr effet), conduit à trois effets différents tels que l'auto-modulation de phase (SPM), la modulation de phase croisée (XPM) et le mélange à quatre ondes (FWM). À haut niveau de puissance, le phénomène de diffusion inélastique peut induire des effets tels que la diffusion Brillouin stimulée (SBS) et la diffusion Raman stimulée (SRS). L'intensité de la lumière diffusée croît de façon exponentielle si la puissance incidente dépasse un certain seuil.

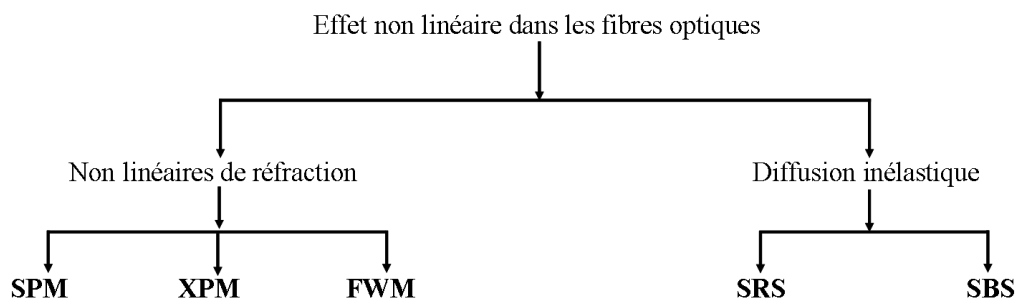


Figure II.11: Effets non linéaires dans les fibres optiques.

La différence entre diffusion Brillouin et Raman est que les phonons Brillouin générés (acoustique) sont cohérents et donnent lieu à une onde acoustique macroscopique dans la fibre, alors que dans la diffusion Raman les phonons (optique) sont incohérents. La plupart des effets non linéaires amplifient certains canaux spectraux au détriment d'autres canaux. La

SPM et la XPM cependant n'influent que sur la phase des signaux et causent l'élargissement de leur spectre, ce qui conduit à une dispersion accrue [CHRA.98, HUSS.05 MAND.07].

III.4.1. Pourquoi les fibres optiques sont si non linéaires?

Pour observer un comportement non linéaire dans un milieu massif une grande puissance optique est nécessaire. Ces derniers effets sont proportionnels à l'intensité optique et à la longueur d'interaction. Pour un milieu massif les lois de la diffraction en espace libre conduisent à un coefficient de confinement de l'onde qui est:

$$\eta_{massif} = \frac{P}{\lambda} \quad (2.13)$$

Où P est la puissance optique et λ la longueur d'onde.

Pour une fibre optique ce coefficient devient:

$$\eta_{fibre} = \frac{P}{\pi a^2 \alpha} \quad (2.14)$$

Où a et α sont le rayon du cœur de la fibre et l'atténuation de la fibre respectivement. $P/\pi a^2$ est la densité de puissance dans le cœur de la fibre, et $1/\alpha$ est la longueur d'interaction efficace de la fibre. Si la longueur de la fibre L est inférieure à cette valeur il faut remplacer $1/\alpha$ par L dans l'expression ci-dessus. Puisque α est généralement très faible pour la fibre optique, la longueur d'interaction peut atteindre typiquement quelques kilomètres à 1,5 micron dans le contexte des télécommunications optiques. Par exemple pour une fibre unimodale avec les paramètres suivants: $a=4\mu\text{m}$, $\lambda=1550\text{nm}$ et $\alpha=0,3\text{dB/km}$.

$$\frac{\eta_{fibre}}{\eta_{massif}} = \frac{\lambda}{\pi a^2 \alpha} \approx 10^9 \quad (2.15)$$

Cela signifie que pour une même puissance signal, l'effet non linéaire à l'intérieur d'une fibre, peut être jusqu'à un milliard de fois plus élevé que dans un milieu massif.

III.4.2. Généralités sur les effets non linéaires dans une fibre optique

Les fibres optiques sont principalement fabriquées en silice. Ce matériau ne conduit pas les courants électriques, cependant sous l'influence d'un champ électrique, un déplacement local des charges peut être réalisé : ce phénomène correspond à la polarisation

électronique. Cette modification du nuage électronique du matériau s'effectue de manière aléatoire et microscopique. La polarisation qui en résulte correspond à la somme de toutes ces composantes microscopiques. Cette polarisation du matériau peut s'exprimer sous la forme de la somme de deux termes:

Une polarisation linéaire P_L , induite sous un faible champ électromagnétique et une polarisation non linéaire P_{NL} , produite par de forts champs électromagnétiques. En présence du champ optique intense la polarisation à l'intérieur du matériau peut être généralement écrite comme [AGRA.95]:

$$\begin{aligned} P &= P_L + P_{NL} \\ P &= \varepsilon_0 \chi^{(1)} E^{(1)} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} E^{(2)} + \varepsilon_0 \chi^{(3)} E^{(3)} + \dots \end{aligned} \quad (2.16)$$

Avec ε_0 la permittivité du vide et $\chi^{(i)}$ avec $i = 1, 2, 3...$ La susceptibilité du matériau. Les susceptibilités sont en général tensorielles. La quantité $1 + \chi^{(1)}$ est essentiellement la constante diélectrique du milieu. La susceptibilité de premier ordre représente la propriété linéaire du milieu et il constitue la principale contribution de la polarisation. Les susceptibilités d'ordre supérieur donnent des effets non-linéaires. Ces susceptibilités dépendent de la structure moléculaire du matériau. Dans les fibres optiques en silice, la susceptibilité intervient de manière significative jusqu'à l'ordre trois. Au-delà, son influence est si faible qu'elle n'est pas prise en compte dans la description des effets non linéaires. Nous allons donc développer les trois premières composantes de la susceptibilité.

La susceptibilité non linéaire d'ordre deux $\chi^{(2)}$ est généralement considérée comme nulle dans les fibres du fait de la nature amorphe et centrosymétrique de la matière aux échelles macroscopiques (même si des effets de doublage de fréquence à très faible efficacité ont été observés dans des fibres après des traitements particuliers visant à induire des polarisations statiques internes) [STOL.87, ÖSTE.86 et DIAN.94].

La susceptibilité non linéaire d'ordre trois $\chi^{(3)}$ est tout d'abord associée à la génération de troisième harmonique [GABR.83, OMEN.01 et EFIM.03], mais elle intervient aussi dans l'expression des principaux mécanismes non linéaires générés dans les fibres optiques en silice. Les effets, qu'elle contribue à créer, se décomposent en deux familles: les effets élastiques où il n'y a aucun échange d'énergie entre le rayonnement et le matériau (effet Kerr, soliton,...) et les effets inélastiques appelés aussi effets de diffusion qui conduisent à des

échanges d'énergie et résultent d'un couplage entre le rayonnement et le milieu de propagation (diffusion Raman et diffusion Brillouin).

III.5. Kerr Effet

L'effet de Kerr apparaît lorsque l'intensité du signal devient si importante qu'elle peut modifier significativement l'indice de réfraction n de la fibre [MEGE.05]:

$$n = n_0 + n_2 |E|^2 = n_0 + n_2 I \quad (2.17)$$

où n_0 est l'indice de réfraction linéaire de la silice, n_2 l'indice de réfraction non-linéaire est égal à $3 \times 10^{-20} \text{ m}^2 / \text{W}$ pour la silice ($n_2 = \frac{\chi^{(3)}}{4n_0^2 \epsilon_0 c}$), E est l'amplitude du champ électrique et

I l'intensité du signal. Cette dépendance de l'indice de réfraction à l'intensité du signal est à l'origine de certains effets non-linéaires comme l'auto-modulation de phase (SPM) et la modulation de phase croisée (XPM).

III.5.1. L'auto-modulation de phase

L'auto-modulation de phase (ou SPM pour Self Phase Modulation) introduit une dépendance de la phase à l'intensité du signal durant sa propagation dans une fibre. Le déphasage non-linéaire du signal à une distance z s'écrit [AGRA.95]:

$$\phi_{NL}(z, T) = \gamma |E(o, T)|^2 \frac{1 - \exp(\alpha z)}{\alpha} \quad (2.18)$$

où α est le coefficient des pertes et γ le coefficient non-linéaire défini par l'équation suivante [AGRA.95]:

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0 A_{eff}} \quad (2.19)$$

avec λ_0 est la longueur d'onde dans le vide et A_{eff} l'aire effective de la fibre. La phase non linéaire conduit en général à un élargissement spectral. En effet, en supposant que α est négligeable, la variation de fréquence instantanée par rapport à la fréquence centrale s'écrit:

$$\delta\omega = -\frac{\partial \phi_{NL}}{\partial T} = -\gamma_z \frac{\partial |E(z, T)|^2}{\partial T} \quad (2.20)$$

De nouvelles fréquences sont donc créées dans le spectre du signal et, plus l'intensité est importante, plus ces fréquences sont éloignées de la fréquence centrale. Cet élargissement spectral peut perturber la propagation d'impulsions ultra-courtes en accentuant l'étalement par

dispersion chromatique ou au contraire engendrer des impulsions solitons en régime de dispersion anormale.

La figure II.12 illustre un exemple d'élargissement spectral dû à l'auto-modulation de phase. Pour évaluer l'impact des effets non-linéaires sur une impulsion de puissance crête P_0 qui se propage dans une fibre possédant un coefficient non-linéaire γ , on utilise un paramètre appelé longueur non-linéaire L_{NL} :

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (2.21)$$

Inversement on peut aussi définir une puissance seuil au delà de laquelle l'effet Kerr deviendra perceptible :

$$P_{seuil}^K = (2\pi / \gamma L_{NL}) = \lambda_0 \cdot A_{eff} / (n_2 \cdot L_{NL}) \quad (2.22)$$

Le paramètre L_{NL} est à confronter à la longueur de dispersion L_D . Pour évaluer l'élargissement subi par une impulsion de durée T_0 se propageant dans une fibre de dispersion

D , on utilise un paramètre appelé la longueur de dispersion $L_D = |T_0|^2 / \beta_2$, β_2 est le coefficient de dispersion du deuxième ordre. Dans la pratique, L_D est la longueur de fibre pour laquelle une impulsion va être élargie d'un facteur $\sqrt{2}$ si la fibre est purement dispersive.

On distingue trois cas de propagation:

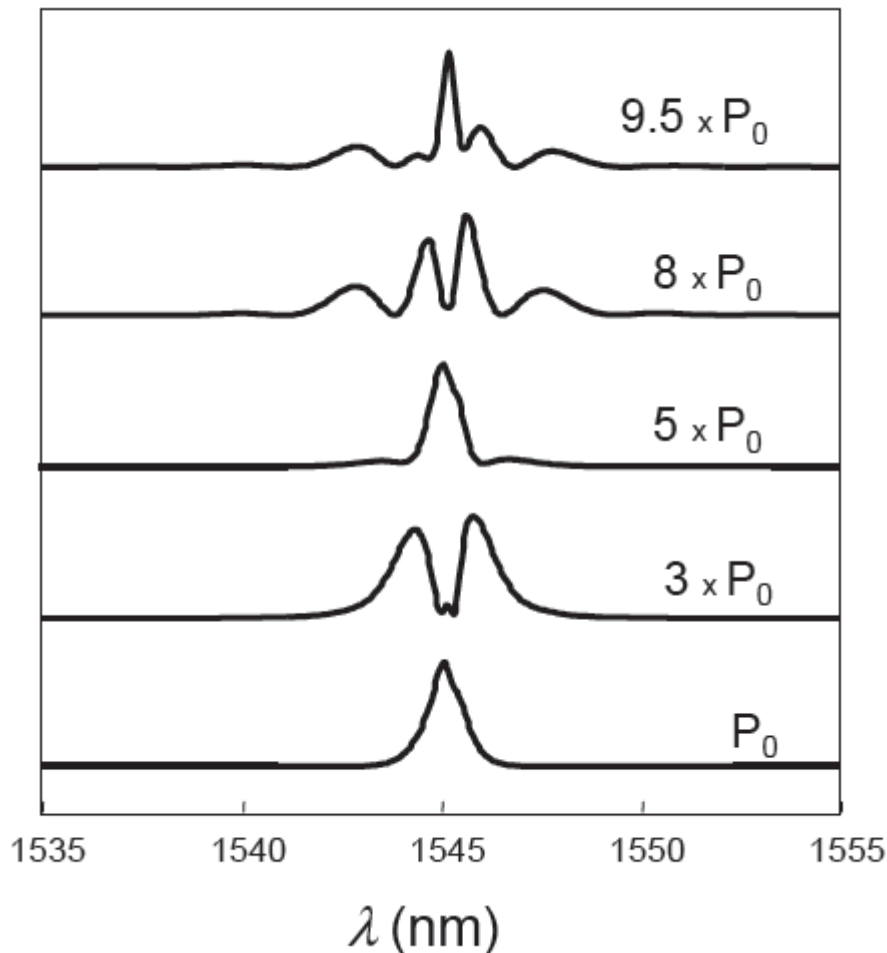


Figure II.12: Spectre du signal en sortie de fibre pour différentes puissances du signal en entrée, P_0 est une puissance arbitraire.

- Si $L_{NL} \ll L_D$: la transmission est très non-linéaire. Dans ce cas, les effets non-linéaires sont dominants.
- Si $L_{NL} \gg L_D$: La transmission est linéaire. Dans ce cas, l'effet de dispersion est dominant. On peut négliger les effets non-linéaires.
- Si L_{NL} et L_D sont du même ordre de grandeur: les effets non-linéaires et l'effet de dispersion sont comparables.

Il est à noter qu'aucune distorsion du profil temporel de l'impulsion n'est obtenue sans la présence de dispersion.

Au-delà des effets sur la phase temporelle de l'onde, l'automodulation de phase conduit aussi à des effets spatiaux susceptibles d'apparaître essentiellement dans les fibres de gros diamètres et à très faible ouverture numérique. Le fait que l'intensité sur l'axe soit plus forte que sur les bords du mode guidée conduit par effet Kerr à un retard de phase au centre du faisceau.

Cela revient à engendrer un front d'onde convergent et produit l'autofocalisation du faisceau. Dans un milieu homogène ce phénomène ne dépend que de la longueur d'onde et du coefficient non-linéaire si bien que la puissance seuil au-delà de laquelle il y a autofocalisation s'exprime simplement :

$$P_{\text{autofoc}} = 0,15 \cdot \lambda^2 / n_0 \cdot n_2 \quad (2.23)$$

Pour la silice, vers $1\mu\text{m}$, la puissance critique d'auto-focalisation est de l'ordre de 4 MW. Pour des impulsions d'une dizaine de nanoseconde cela correspond à une énergie de près de 40 mJ.

III.5.2. Le mélange a quatre ondes

Le processus de mélange à quatre ondes (ou FWM pour Four-Wave Mixing) peut être décrit par l'annihilation de deux photons de fréquences ω_1 et ω_2 , et la création simultanée de deux autres photons à des fréquences différentes ω_3 et ω_4 , telles que $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$ [SHAR.01].

La condition d'accord de phase à satisfaire pour générer ces deux photons s'exprime par la formule (2.24).

$$\Delta k = k_3 + k_4 - k_1 - k_2 = 0 \quad (2.24)$$

Avec $k_i = \frac{n_i \omega_i}{c}$, n_i étant l'indice de réfraction du matériau à la fréquence ω_i . Si les ondes de pompe ont la même fréquence $\omega_1 = \omega_2$, nous parlons de mélange à quatre ondes dégénéré comme le montre en figure II.13:

$$\omega_4 = 2\omega_1 - \omega_3 \quad (2.25)$$

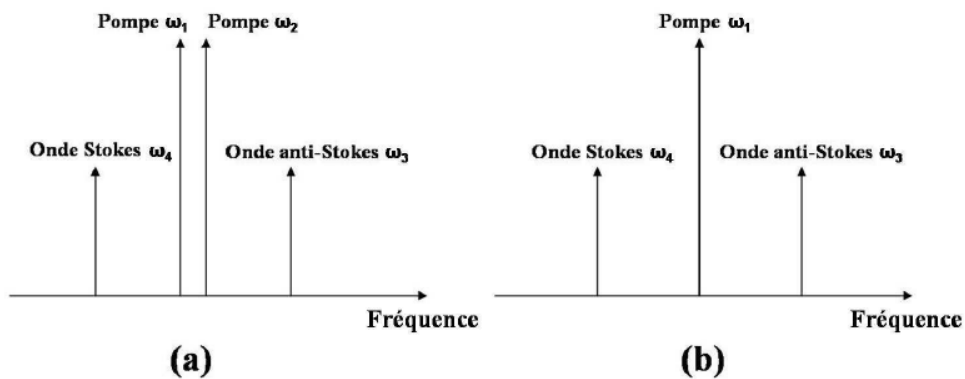


Figure II. 13: Schématisation du mélange à quatre ondes pour (a) deux ondes pompe et (b) une seule onde pompe (FWM dégénéré).

De manière similaire à l'effet Raman, on parle d'onde Stokes pour l'onde engendrée à une fréquence plus basse que celle de la pompe et d'onde anti-Stokes pour la radiation émise à une fréquence plus élevée. Le plus souvent les longueurs d'onde en jeu sont situées de part et d'autre de la longueur d'onde où la dispersion chromatique d'ordre deux s'annule dans les fibres. La position de ces ondes peut être facilement obtenue en tenant compte du profil d'indice du guide considéré.

Figure II.14 montre un exemple étudié par Wadsworth et al. [WADS.04] pour un processus de mélange à quatre ondes dégénéré calculé à partir des caractéristiques d'une fibre particulière. Dans le cas des sources laser ce phénomène est susceptible d'engendrer des bandes latérales mais uniquement si des conditions d'accord de phase sont réunies

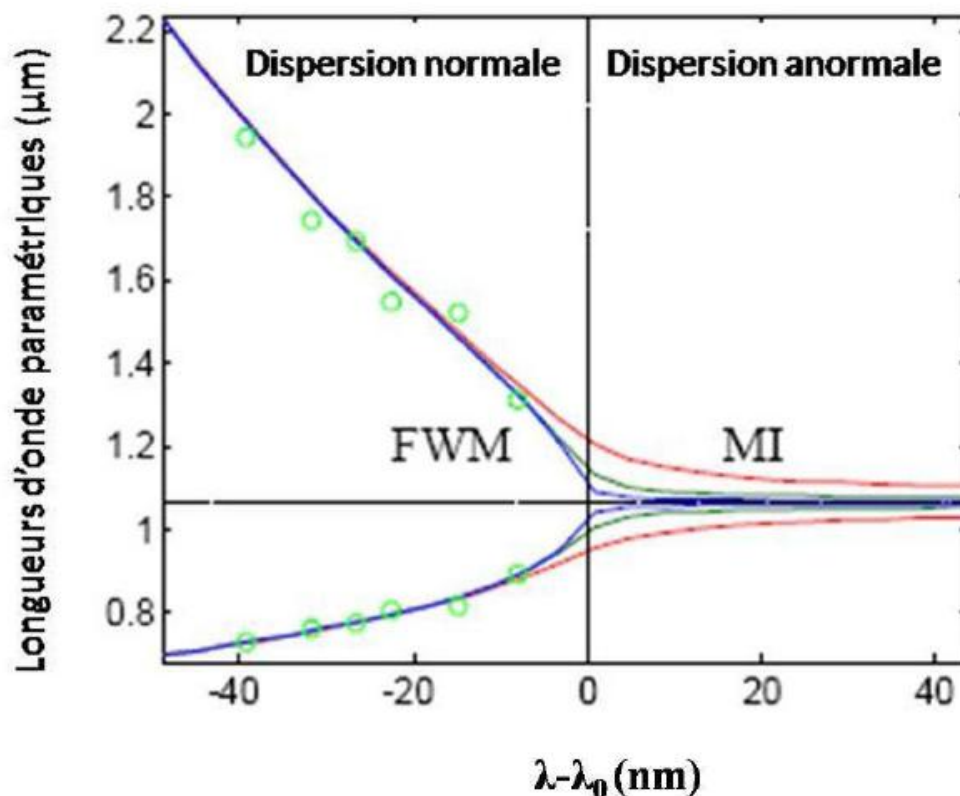


Figure II.14: Exemple de diagramme d'accord de phase pour un processus de mélange à quatre ondes. Les puissances d'entrée sont de 14 W (courbe bleue), 140 W (courbe verte) et 1400 W (courbe rouge), λ_0 correspond à la longueur d'onde du point de dispersion nulle [WADS.04].

III.5.3. La diffusion Brillouin Stimulée

La diffusion Brillouin stimulée (ou SBS pour Stimulated Brillouin Scattering) résulte d'un couplage paramétrique entre une onde optique et une onde acoustique lorsque la

puissance optique dépasse un certain seuil, appelé P_B . Une valeur approchée de la puissance de seuil d'apparition de l'effet Brillouin en simple passage est donnée par [AGRA.89]:

$$P_B = \frac{21A_{eff}}{g_B L} \quad (2.26)$$

où A_{eff} est l'aire effective du mode, g_B le gain Brillouin dans la silice ($g_B = 5.10^{-11} \text{ m/W}$ dans les fibres silice), L la longueur de la fibre. Le gain Brillouin est environ deux ordres de grandeur supérieur au gain de l'effet Raman. L'interaction avec l'onde acoustique se traduit par la génération d'une onde optique rétrograde décalée en fréquence d'une dizaine de GHz. La diffusion Brillouin stimulée limite donc la puissance que l'on peut transmettre par une fibre optique. La bande de gain Brillouin est cependant étroite de l'ordre d'une centaine de MHz au plus de sorte que l'effet n'est un obstacle que pour les rayonnements laser à bande très étroite (laser monomode longitudinaux) et pour les régimes nanosecondes. Dans le contexte des sources pour LIDAR c'est un handicap pour une utilisation dans les lidars cohérents et surtout ceux fonctionnant en régime impulsionnel.

III.5.4. La diffusion Raman stimulée

Le phénomène de diffusion Raman a été découvert en 1928 par C. V. Raman [RAMA.28]. Contrairement aux effets non-linéaires précédents, l'effet de diffusion Raman est dû à un échange d'énergie entre le champ optique et le milieu diélectrique. Ce processus correspond à un couplage entre un champ lumineux et des niveaux de vibration moléculaires (phonons optiques). Il se traduit par la génération ou l'amplification de nouvelles fréquences décalées de la fréquence du laser incident d'une valeur fixée par la résonance de la vibration ($\sim 13 \text{ THz}$). Dans les fibres en silice ce sont principalement les résonances de la structure tétraédrique SiO_4 qui jouent un rôle, la plus forte se situant vers 400 cm^{-1} . En régime spontanée, des ondes stokes et anti-stokes sont engendrés mais en régime stimulé (à forte intensité) seuls les photons stokes sont amplifiés et conduisent à des conversions énergétiques importantes. On peut donner une valeur approchée du seuil de diffusion Raman stimulée P_R tout à fait comparable à celle du seuil de l'effet de diffusion Brillouin stimulée (2.26), elle est donnée par l'équation (2.28) [SMIT.72]:

$$P_R = \frac{16A_{eff}}{g_R L} \quad (2.27)$$

Le gain Raman g_R dans la silice à la longueur d'onde de $1\mu\text{m}$ peut être estimé à 10^{-13} m/W , deux ordres de grandeur inférieure au gain Brillouin, son seuil d'apparition étant par voie de conséquences nettement plus élevé. La bande de gain Raman est en revanche très large dans la silice et les échanges d'énergie entre rayonnement laser et ondes Stokes se font aussi bien en régime co-propagatif qu'en régime contra-propagatif. L'effet n'est pas directement handicapant pour les lasers à fibre en régime d'émission continue à des niveaux modérés de puissance (10-20W) mais peut se révéler critique pour les très haute puissances et pour les laser fonctionnant en régime impulsionnel déclenché.

IV. Laser et amplificateur à fibre de grande section modale

IV.1. Fibre à guide unique de grande aire modale

Principe

Les limitations apportées par les effets non linéaires peuvent être évitées grâce à l'utilisation de fibres de grande aire modale (LMA, en anglais large mode area) qui augmentent la taille du cœur sans compromettre la qualité spatiale du faisceau guidé. Des lasers à fibre unimodale transverse ont été démontrés avec des fibres classiques à saut d'indice jusqu'à des diamètres de base maximale de 40 microns [JEON.04]. La technologie des fibres à cristal photonique (PCF) a permis de réaliser des lasers monomode avec des fibres jusqu'à $100 \mu\text{m}$ de diamètre de cœur mais avec des composants droits et rigides [LIMP.06, TEOD.07]. La fibre de grande aire modale conduit à une diminution de l'intensité optique ce qui réduit les seuils de puissance pour l'apparition des effets non linéaires ou des endommagements. Cette particularité les rend appropriées pour, par exemple, l'amplification des impulsions intenses ou mono-fréquence des signaux dans les amplificateurs à fibre, ou dans le cas des fibres passives pour la transmission souple de fortes puissances lasers. Alors que les fibres optiques standard unimodales ont une aire effective de l'ordre de $100 \mu\text{m}^2$, celles des fibres à grande aire modale atteignent des valeurs de plusieurs centaines ou voire des milliers de microns carrés [Fu 09].

IV.1.1. Approches de conception de fibres de large cœur unimodal et facteurs limitant

Une approche de conception simple pour obtenir de grandes surfaces modales tout en restant unimodal est de diminuer l'ouverture numérique (ON). Cependant, il y a des limites sévères à leur utilisation: le guidage optique devient alors très faible, et des pertes importantes peuvent découler de petites imperfections de la fibre ou par courbure. Par conséquent, l'ouverture numérique ne peut pas être inférieure à environ 0,06. Pour obtenir des fibres plus robustes il faut optimiser les profils d'indice de réfraction, qui permettent d'arriver à des modes de surface effective proche de $1000 \mu\text{m}^2$. C'est un ordre de grandeur supérieur à celui des fibres optiques unimodales ordinaires. Il y a des difficultés supplémentaires dans l'application de ce concept aux fibres dopées terres rares. Des concentrations relativement élevées de dopants supplémentaires sont souvent nécessaires, par exemple, pour réduire certains effets de regroupement d'ions qui altèrent les propriétés spectroscopiques de la transition laser, et ces dopants augmentent souvent l'ouverture numérique. Même si le contraste d'indice de réfraction peut être réduit d'une certaine manière, la précision du contrôle de l'indice de réfraction peut être diminuée, ce qui affecte la capacité de réaliser des grandes aires modales homogènes. Certaines fibres supportant quelques modes de propagation (fibres multimodales) peuvent parfois être exploitées. On peut jouer sur les conditions d'excitations pour n'exciter que le seul mode fondamental, et pour obtenir en sortie un faisceau unimodal limité par la diffraction. Seulement ces conditions initiales sont souvent critiques et le couplage de mode vient dégrader le mécanisme [FERM.98, OFFE.98 et KOPL.00]. Dans d'autres cas, on tente d'introduire des pertes de propagation importante pour tous les modes d'ordre supérieur, ce qui rend plus facile à entretenir une propagation unimodale robuste dans une fibre multimodale. Dans le paragraphe suivant on donne quelques exemples de stratégies possibles:

1) On peut fortement courber la fibre; selon la conception des fibres, les pertes induites par courbure peuvent être importantes pour les modes d'ordre supérieur tout en n'étant pas encore significatives pour le mode fondamental. Le dessin de la fibre peut être optimisé à cet égard. Notons que la courbure apporte des pertes mais elle réduit aussi l'aire effective du mode fondamental qui se déforme. Cela est particulièrement vrai pour les fibres LMA à saut d'indice. Pour une comparaison équitable des types de fibres, cet effet doit véritablement être pris en compte [FINI 06]. Il existe aussi d'autres modèles de fibre, par

exemple, avec un profil d'indice parabolique, dont la superficie du mode fondamental affiche une valeur un peu plus faible, mais ce paramètre s'avère beaucoup moins sensible à la flexion.

2) On peut concevoir et utiliser des fibres dites chirales à cœur couplé [LIU 07, GALV.08]. Elles ont un cœur central qui propage le signal, plus un autre cœur qui est enroulé en spirale autour du cœur central. Il est possible d'obtenir un couplage fortement sélectif avec le cœur hélicoïdal seulement pour les modes d'ordre supérieur du cœur central, tout en laissant le mode fondamental non affecté pour l'essentiel. Le principe de ce couplage sélectif est que l'hélicité affecte la constante de propagation de telle manière qu'au moins dans une certaine gamme de longueur d'onde, un accord de phase se produit uniquement pour le couplage des modes d'ordre supérieur mais pas avec le mode fondamental.

3) Et le dernier cas est celui de la fibre à fuites [WONG 05, DONG 06]. Le cœur homogène de cette fibre est entouré par un petit nombre de grands trous. Le guidage de la lumière est donc imparfait, tous les modes sont à fuite, mais on joue sur les différences de pertes entre les différents modes. Tous les modes d'ordre supérieur souffrent de pertes élevées mais celles du mode fondamental sont notablement plus faibles. Un des inconvénients est que le rayonnement pompe très multimodal est également mal confiné dans la zone centrale active. Alors que les versions antérieures de ces fibres ont été réalisées avec une microstructure air/silice, une version tout solide tout en verre est également possible [DONG 09]. Les meilleurs dessins de fibres atteignent des valeurs de plusieurs milliers de μm^2 pour leur aire de mode effective. Il n'y a pas une limite stricte, mais des conceptions avec des aires plus grandes exposent à une propagation unimodale moins robuste et souvent elles ne sont capables de tolérer qu'une très légère flexion. Il semble qu'aucun type de conception ne peut offrir une expansion substantielle de l'aire du mode avec une propagation unimodale robuste. La raison en est essentiellement qu'un mode implique un certain équilibre entre la diffraction et le confinement apporté par le guide d'ondes. Comme la diffraction devient inévitablement plus faible avec des modes de large diamètre, cet équilibre devient alors de plus en plus sensible à toute perturbation.

Le contrôle de l'indice de réfraction sur une large section devient également un problème qui, dans certaines situations, peut être atténué en utilisant un cœur multi-filaments, où le cœur de la fibre est réalisé comme un réseau à deux dimensions de microguides [CANA.08]. Comme chaque guide unique assure seulement un très faible guidage, la structure globale peut constituer un guide unimodal du fait des couplages. Ce concept est particulièrement intéressant pour les fibres dopées erbium-ytterbium.

IV.1.2. Quelques exemples

Dans cette partie on donne quelques exemples de fibres de grande aire modale (LMA) conçues pour obtenir de fortes puissances. Liu et al ont réalisés un laser à fibre dopée Yb fonctionnant sur le mode fondamental et fournissant 700W en régime continu à 1092 nm [LIU 04]. La fibre active avait un diamètre de 20- μm une ouverture numérique de 0,06 et elle était enroulée sur une bobine de 15cm de diamètre afin d'éliminer les modes d'ordre supérieur par filtrage distribué. La sortie du laser s'élevait à 700W pour une puissance totale de pompe de 970 W avec une pente d'efficacité de 72% et une bonne qualité du faisceau $M^2=1,42$. Dans la même année, Jeong et ses collaborateurs [JEON.04], ont conçu un laser très efficace pompé par la gaine en fibre dopée ytterbium génératrice de 1,36 kW de puissance de sortie en continu à 1,1 microns avec 83% de pente d'efficacité et une qualité de faisceau proche de la limite de diffraction $M^2=1,4$. Le diamètre du cœur est de 40 μm avec une ouverture numérique $ON=0,05$ et une aire effective pour le mode fondamental estimée à $\sim 900 \mu\text{m}^2$. Le laser est pompé par les deux extrémités des fibres et n'a montré aucun signe de saturation, la puissance de sortie n'est limitée que par la puissance pompe disponible.

En 2009 Kieu et ses coopérateurs ont démontré une émission picoseconde de haute puissance avec un laser à fibre dédié à la microscopie Raman cohérente (CRM) [KIEU 09]. Dans ce système, des impulsions de l'oscillateur sont préamplifiées dans une fibre unimodale standard. Le gain du préamplificateur est limité pour éviter les effets non linéaires. La fibre amplificatrice de l'étage suivant a un cœur de diamètre 20 μm pour une gaine interne de diamètre 125 μm . Le système génère des impulsions de 3,5ps avec une puissance moyenne de 6W à 1030 nm.

Les lasers à fibre unique dopée ytterbium (YDFL), ont conduit à des puissances de sortie record au-delà de 9,6 kW [YUSI.09] en régime de fonctionnement continu. Quelques unes des réalisations les plus marquantes ont été répertoriées dans le tableau II.1 (parties 1 pour la fibre microstructurée et 2 pour la fibre à fuite), qui nous permet également de visualiser rapidement les évolutions technologiques majeures. Notons que dans ce tableau, η' désigne la pente d'efficacité.

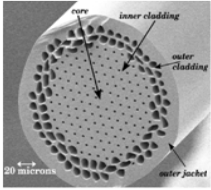
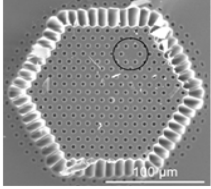
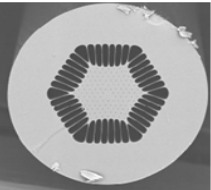
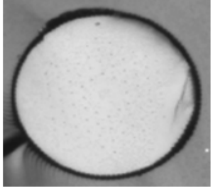
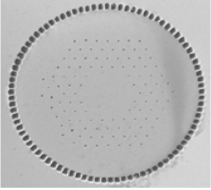
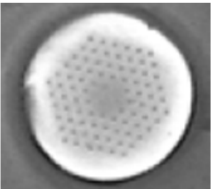
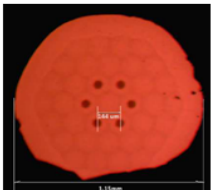
Référence	Caractéristiques de la fibre	Caractéristiques du laser	Photo fibre. remarques
[FURU.01]	Type: air clad, LMA PCF Longueur=4,5 m $\Delta n=9 \times 10^{-4}$ $\Phi_{\text{coeur}}=15 \mu\text{m}$ Dopage: 3000 ppm/wt $d/\Lambda=0,3$	$\eta'=80 \%$ $P_{\text{max}}=1\text{W}$	
[WADS.03]	Type: air clad, LMA PCF Longueur=1,5 m $ON_{\text{coeur}}=0,11$ $\Phi_{\text{coeur}}=15 \mu\text{m}$ $d/\Lambda=0,3$	$\eta'=30 \%$ $P_{\text{max}}=3,9\text{W}$	
[LIMP.03]	Type: air clad, LMA PCF Longueur=2,3 m $ON_{\text{coeur}}=0,05$ $\Phi_{\text{coeur}}=15 \mu\text{m}$ Dopage: 0,6 at % $d/\Lambda=0,18$	$\eta'=78 \%$ $P_{\text{max}}=80\text{W}$ $A_{\text{eff}}=350 \mu\text{m}^2$	
[LIMP.04]	Type: air clad, LMA PCF Longueur=1,5 m $ON_{\text{coeur}}=0,03$ $\Phi_{\text{coeur}}=40 \mu\text{m}$ $d/\Lambda=0,09$	$\eta'=74 \%$ $P_{\text{max}}=48\text{W}$ $A_{\text{eff}}=1000 \mu\text{m}^2$	
[LIMP.06b]	Type: air clad, LMA PCF Longueur=0,5 m $ON_{\text{coeur}}=0,03$ $\Phi_{\text{coeur}}=60 \mu\text{m}$ $d/\Lambda=0,19$	$\eta'=78\%$ $P_{\text{max}}=320\text{W}$ $A_{\text{eff}}=2000 \mu\text{m}^2$	
[FENG 09]	Type: air clad, LMA PCF Longueur=2 m $ON_{\text{coeur}}=0,03$ $\Phi_{\text{coeur}}=40 \mu\text{m}$ $d/\Lambda=0,09$	$\eta'=76 \%$ $P_{\text{max}}=210\text{W}$ $A_{\text{eff}}=1000 \mu\text{m}^2$ $M^2=1,07$	
[FU 09]	Type: stress-induced LMA Longueur=1 m $ON_{\text{coeur}}=0,013$ $\Phi_{\text{coeur}}=252 \mu\text{m}$ $\Delta n=7 \times 10^{-3}$	$A_{\text{eff}}=17400 \mu\text{m}^2$ $M^2=1,1$	

Tableau II.1: Principales publications concernant des lasers à fibre de puissance listées par ordre chronologique exploitant une fibre microstructurée de grande aire modale (LMA).

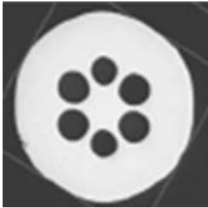
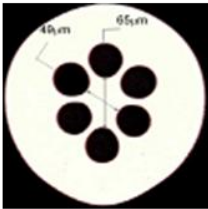


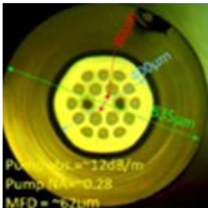
Référence	Caractéristiques de la fibre	Caractéristiques du laser	Photo fibre. remarques
[WONG 05]	Type: Fibre à fuite Longueur=1.5 m $\Phi_{\text{coeur}}=40 \mu\text{m}$ $d/\Lambda=0,7$	$A_{\text{eff}}=1507 \mu\text{m}^2$ $M^2=1,15$	
[DONG 06]	Type: Fibre à fuite Longueur=3 m $\Phi_{\text{coeur}}=41 \mu\text{m}$ $d/\Lambda=0,82$	$\eta'=60 \%$ $P_{\text{max}}=4,5\text{W}$ $A_{\text{eff}}=1500 \mu\text{m}^2$ $M^2=1,26$	
[DONG 09]	Type: Fibre à fuite Longueur=5,2 m $\Phi_{\text{coeur}}=50 \mu\text{m}$ $d/\Lambda=0,7$	$\eta'=68 \%$ $P_{\text{max}}=32\text{W}$	
[DONG 09]	Type: Fibre à fuite Longueur=4,8 m $\Phi_{\text{coeur}}=47 \mu\text{m}$ $d/\Lambda=0,8$	$\eta'=71 \%$ $P_{\text{max}}=100\text{W}$	
[DONG 09]	Type: Fibre à fuite Longueur=4 m $\Phi_{\text{coeur}}=80 \mu\text{m}$ $d/\Lambda=0,8$	$\eta'=78\%$ $P_{\text{max}}=32\text{W}$	

Tableau II.2: Principales publications concernant des lasers à fibre de puissance listées par ordre chronologique utilisant un guidage à fuite.

IV.2. Fibres multiples en parallèle et fibres multicœurs : combinaison de puissance

IV.2.1. Laser à fibres multiples en parallèle

Les limitations à la montée en puissance rencontrées par les lasers à fibre à amplificateur unique (ou à cascade d'amplificateurs en ligne) 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 [AUGS.03, LHER.10]. Elles peuvent être classées en trois groupes principaux [FAN 05],

- 1) la juxtaposition de sources laser,
- 2) les techniques de combinaison cohérente,
- 3) les techniques de combinaison spectrale,

Pour les trois géométries, avec N lasers on obtiendra N fois la puissance élémentaire, mais seuls les deux derniers types peuvent également conduire à une augmentation de la brillance (ou luminance) énergétique définie comme la puissance par angle solide divisée par la surface totale de la source.

La juxtaposition de faisceaux lasers est la forme la plus simple d'augmentation de la puissance où aucun effort n'est fait pour contrôler la phase ou la fréquence des éléments individuels. La puissance produite et la taille de la source sont toute deux proportionnelles à N alors que la divergence en champ lointain reste celle d'un seul élément, de sorte que la brillance du rayonnement produit par une telle géométrie ne peut être meilleure que celle d'un seul élément [AUGS.07]. On se concentrera donc plutôt sur les deux autres principes où à la fois la puissance et la brillance peuvent évoluer de façon linéaire avec le nombre d'éléments N. Les méthodes les plus courantes de combinaison de faisceaux sont schématisées sur la figure II.15.

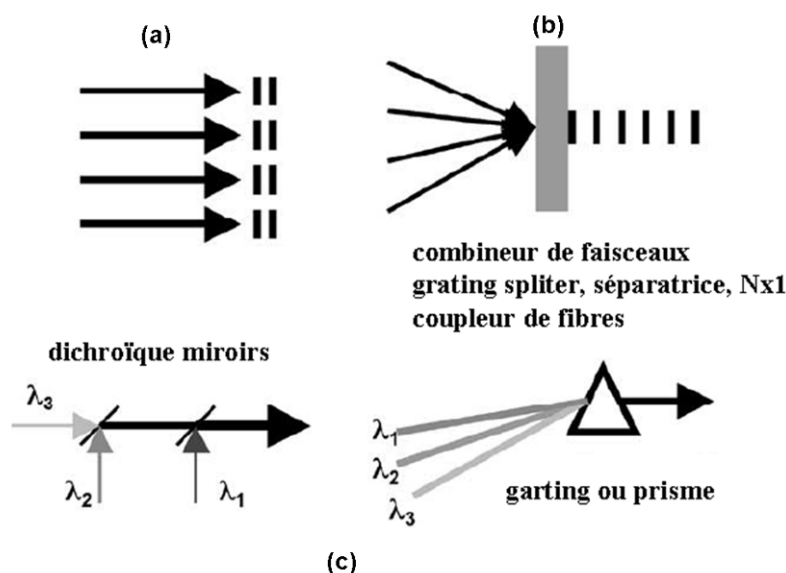


Figure II.15: Schémas simplifiés des grandes classes de combinaison de faisceau [FAN 05].

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 les lasers à fibres. 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 (voir figure II.15c). 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) (voir figure II.15b), soit uniquement en champ lointain (voir figure II 15.a). 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 spectrale particulière (pompage, usinage industriel). En revanche la combinaison cohérente (active) peut convenir à des domaines où la cohérence et les propriétés spectrales du rayonnement émis doivent répondre à des critères précis tels que pour les communications optiques en espace libre ou les Lidars cohérents.

IV.2.1.1. Méthodes de combinaison cohérente de lasers fibrés

Par définition, la combinaison cohérente exige que tous les faisceaux oscillent à la même fréquence (ou aux mêmes fréquences) et de manière synchrone (en phase). Pour atteindre un niveau élevé d'efficacité de combinaison et une bonne qualité de faisceau, un contrôle précis de la phase relative, de l'amplitude, de la polarisation, et du pointage des différents faisceaux sont nécessaires [FAN 05]. Parmi tous les facteurs qui influent sur l'efficacité de combinaison, la phase relative reste la plus critique et la plus difficile à contrôler. En combinaison cohérente on peut distinguer deux architectures : celle de remplissage d'ouverture (faisceaux juxtaposés en réseau) et celle de sommation colinéaire interférométrique. Pour la première, le verrouillage en phase des différents émetteurs conduit à une combinaison de puissance uniquement en champ lointain, tandis que pour la seconde, la combinaison de puissance est obtenue en champ proche et en champ lointain. La plupart des méthodes de combinaison cohérente des faisceaux sont apparentées aux catégories suivantes: résonateur commun et auto-organisation, injection mutuelle (par exemple par couplage évanescent), architecture amplificatrice asservie (rétroaction active) et optique non linéaire

comme illustré schématiquement en figure II.16 [DESF.06, LIAN.07, CHEU.08, LEI 09 et LHER.10]. Dans mon travail de thèse j'ai exploité une technique de combinaison cohérente par auto-organisation dans une cavité commune dans le cas particulier où les différentes voies laser étaient toutes intégrées dans une fibre unique. Soit l'émission combinée est constituée des différents modes d'une fibre multimodale soit elle provient des différents cœurs d'une fibre multicœurs.

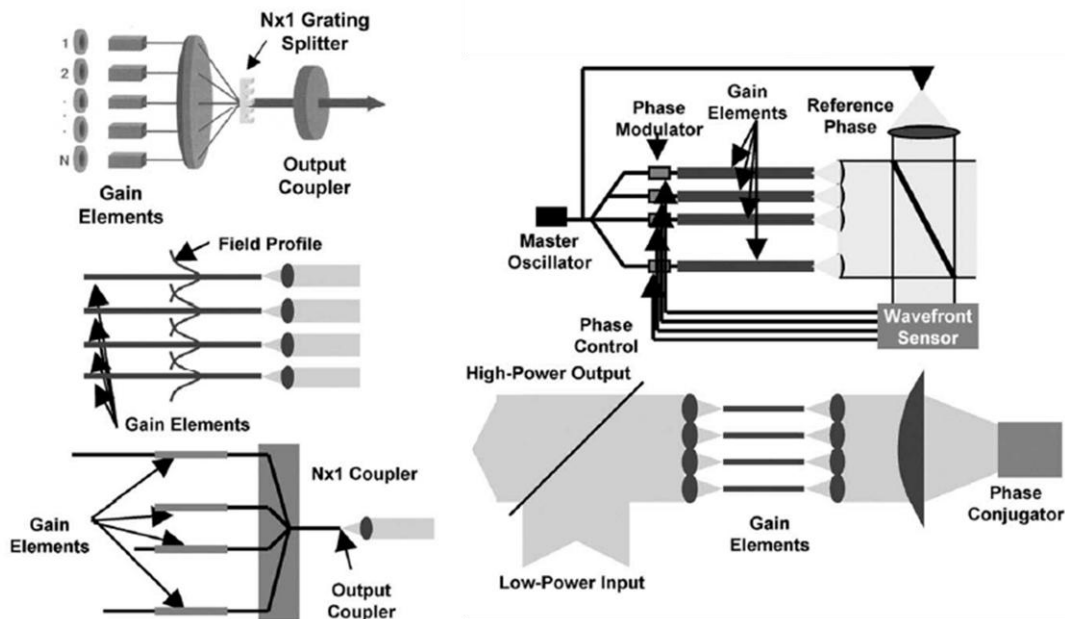


Figure II.16: Schéma résumant les différentes approches pour la combinaison cohérente de lasers; sur la gauche de haut en bas résonateur commun, couplage évanescent et interféromètre et sur la droite rétroaction active et optique non linéaire [FAN 05].

En ce qui concerne la combinaison cohérente de lasers à fibre il faut tenir compte du fait que des fluctuations inévitables de chemins optiques vont intervenir dans chacune des voies à cause de fluctuations thermiques ou de perturbations extérieures acoustiques ou mécaniques. Dans les systèmes à oscillateur maître et amplifications parallèles, un système actif de rétroaction est requis afin de fournir un état de phase stable et pour ajuster le synchronisme des rayonnements. A ce jour, ce sont les méthodes de verrouillage par voie électronique [AUGS.04, AUGS.07, SHAY 06 et SHAY 08], qui ont dépassé les performances des réalisations basées sur l'auto-organisation et sur les autres approches de combinaison. Même si en laser massif le record de puissance est de 100 kW continu, en laser à fibre le record est de 725 W [SHAY 09]. Il a été obtenu par verrouillage de la phase de cinq amplificateurs à fibre de 145-W chacun. Une stabilisation à $\lambda/20$ (rms) a été démontrée à l'aide d'un dispositif d'asservissement exploitant un détecteur unique et un marquage

fréquentiel par surmodulation pour identifier les distorsions de phase à compenser dans chaque bras (technique LOCSET) comme illustré sur la figure II.17.

Une particularité de cette technique est que les différentes voies amplificatrices sont modulées en phase à des fréquences RF uniques. Le signal d'erreur de phase est extrait du battement résultant de l'interférence entre le champ considéré et la somme des autres champs sur le détecteur. Avec cette technique de verrouillage de phase, les éléments individuels peuvent être asservis sans l'exigence d'un faisceau de référence. En terme de puissance ce résultat est suivi de près par un ensemble de 2×2 lasers à fibre verrouillés en phase par auto-organisation avec 710 W [LOFT.08].

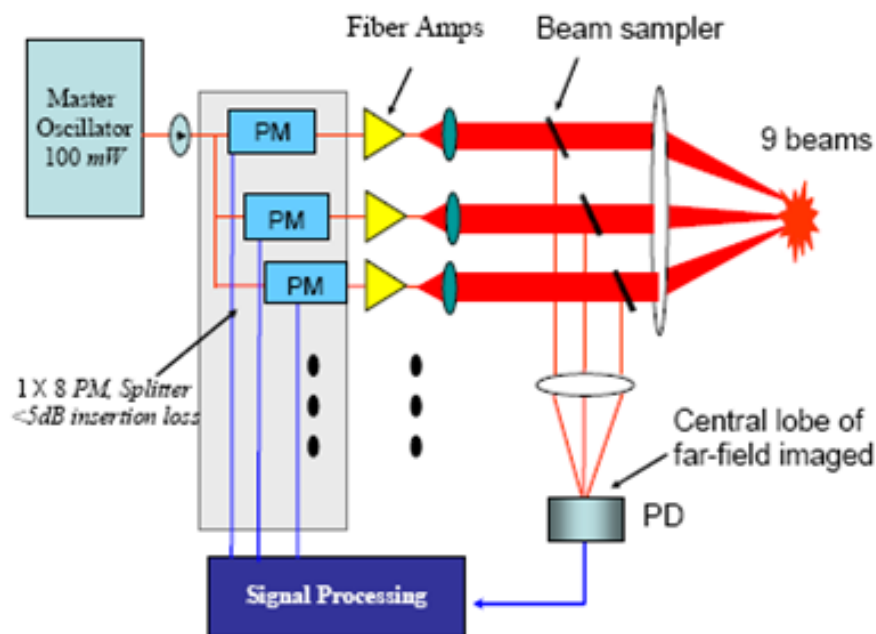


Figure II.17: Combinaison cohérente par asservissement de type LOCSET (marquage fréquentiel individuel), PM représente les modulateurs de phase électro-optiques et PD le photo-détecteur [SHAY 06].

Tous ces résultats souffrent d'un inconvénient important lié à la géométrie des faisceaux de sortie qui sont assemblés en un réseau compact. Lorsque les éléments sont des amplificateurs à fibre unimodale, qui génèrent des profils d'intensité quasi-gaussiens, la perte de qualité du faisceau par cet arrangement compact peut être substantielle. Ceci est illustré dans la figure II.18, dans laquelle seulement 63% de la puissance totale est contenue dans le lobe central du champ lointain pour un ensemble de quatre faisceaux disposés en carré [ANDE.06]. La fraction de puissance véhiculée dans les lobes secondaires ne peut être diminuée que par la réduction de l'espacement entre les petits faisceaux, qui est forcément

limité par leur distribution gaussienne. Pour éviter ce problème, il a été suggéré d'utiliser un élément optique diffractif (DOE).

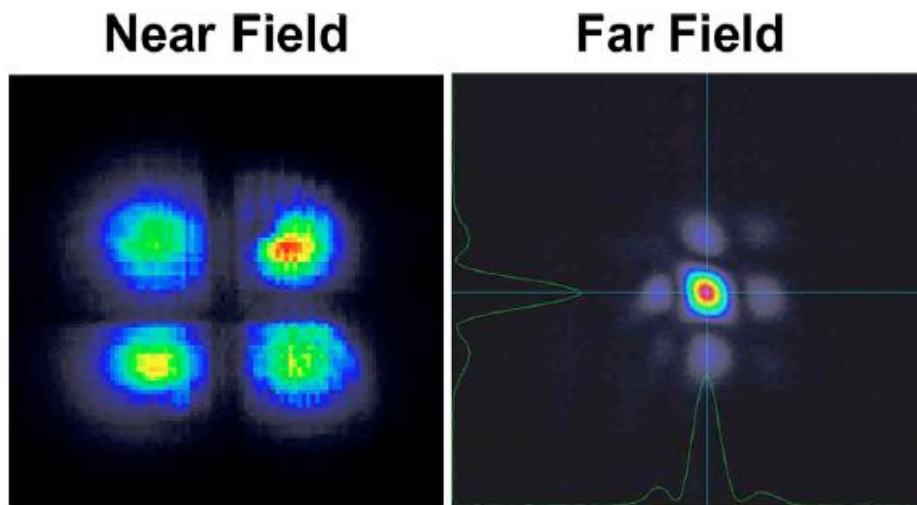


Figure II .18: Distributions d'éclairage en champs proche et lointain d'un réseau de 4 faisceaux verrouillés en phase pour une puissance totale de~ 100W [ANDE.06].

L'utilisation d'un DOE permet la sommation cohérente de faisceaux qui arrivant sous des incidences distinctes avec des phases contrôlées vont se superposer sur le DOE et être diffractés en formant un faisceau unique figure II.19, ce qui élimine les lobes parasites du champ lointain.

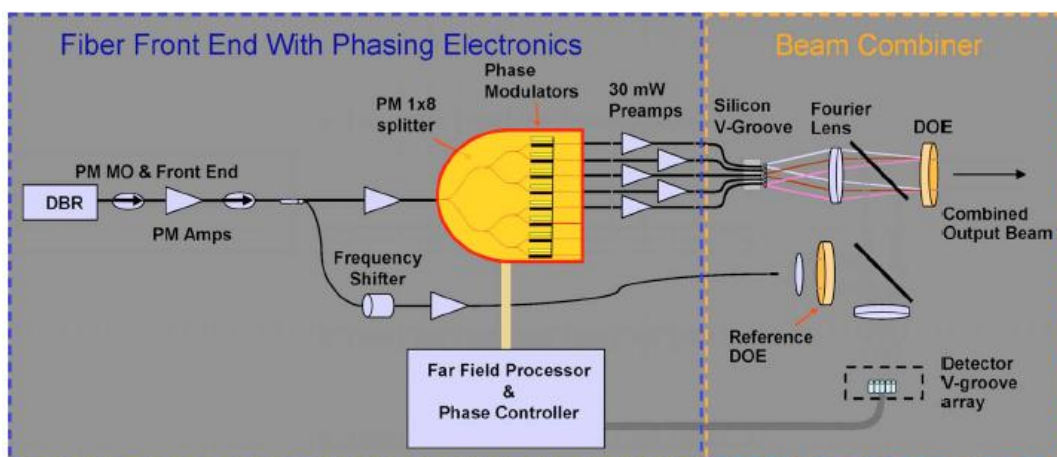


Figure II .19: L'architecture du système pour DOE-basé faisceau cohérent combinant, [CHEU.08].

Grâce à cette technique, la combinaison cohérente de cinq lasers à fibre avec une efficacité de 91% et un $M^2 = 1,04$ a été démontrée à faible puissance ~ 0,1 W [CHEU.08].

IV.2.2. Lasers à fibre multicœurs

Récemment, l'émission de plusieurs kW de puissance a été démontrée avec des lasers à fibre dopée Yb pompés par diodes. Ces lasers à fibre à pompage par la gaine sont généralement de plusieurs dizaines de mètres de long. Même s'ils sont constitués généralement d'un oscillateur suivi d'une cascade d'amplificateurs on peut imaginer rassembler tout le volume actif qu'ils représentent dans une fibre à cœurs multiples (FMC). Une telle fibre comporte de nombreux cœurs unimodaux parallèles, l'ensemble étant placé à l'intérieur d'un cœur large destiné à confiner la pompe [GLAS 98]. L'ensemble des cœurs est soit distribué dans un anneau ou disposé selon un arrangement dense à maille triangulaire. Les cœurs sont généralement équidistants et ils sont parfois suffisamment proches pour être couplés par onde évanescence. Le couplage entre les cœurs est déterminé par la taille des cœurs individuels, par leur profil d'indice ainsi que par la distance d'un cœur à un autre. Par conséquent, une approche globale est nécessaire pour optimiser l'ensemble des paramètres des fibres optiques multicœurs.

L'étude théorique des fibres multicœurs peut être abordée par le calcul des modes propres de la structure totale, dont un développement théorique précis a été proposé par Snyder et Love [SNYD.83], ou par le formalisme de la théorie des modes couplés [HARD.86]. Cette théorie, développée au troisième chapitre pour étudier théoriquement le comportement modal d'une fibre à 7 cœurs (constituée d'un cœur central et de six cœurs situés sur les sommets d'un hexagone), prévoit qu'une fibre à N cœurs unimodaux couplés électro-magnétiquement supporte la propagation de N modes transverses orthogonaux, dont la répartition spatiale de champ résulte d'une combinaison linéaire des champs des modes fondamentaux des cœurs considérés isolément. Cette approche est réservée aux structures avec un couplage faible. Le profil d'indice, la géométrie de cœur, et la gaine affectent également les pertes par courbure.

Les FMC sont caractérisées par une surface modale plus grande que les structures classiques et parce que les zones d'absorption (les cœurs multiples dopés) sont séparées par une zone passive, les problèmes thermiques et liés aux contraintes rencontrés à haute puissance sont légèrement réduits [HUO 04]. Sans une action spécifique, un laser basé sur une FMC génère autant de faisceaux indépendants que de cœurs, chacun ayant une phase et une fréquence non contrôlées [COOP.05]. Le résultat est un faisceau de mauvaise qualité en raison du manque de cohérence mutuelle. C'est généralement le cas lorsqu'il n'y a pas de couplage entre les cœurs. La présence de couplage est susceptible de réduire le nombre de

degrés de libertés (supermodes). Dans le cas des structures couplées, la sortie du laser est généralement composée d'une superposition de plusieurs supermodes. Dans les deux cas, le faisceau résultant à la sortie est donc de faible luminance énergétique (valeur qui reste proche de celle d'un émetteur individuel) et le bénéfice pour la plupart des applications pratiques est faible. L'intérêt des FMC pour les lasers est donc étroitement lié aux techniques de combinaison cohérente ou de sélection d'un seul supermode (de préférence le mode en phase d'ordre le plus bas). Diverses méthodes ont déjà été explorées dans cet objectif. Par exemple certaines étaient basées sur le filtrage par diffraction [ANTY.86], d'autres sur l'auto-imagerie par effet Talbot [MICH.05, WRAG.00, LI 06, LI 07, WARG.02 et DORO.09], d'autres encore sur la diffraction par un miroir structuré [WRAG.01a, WRAG.01b], l'auto-organisation par la non-linéarité de gain a également été exploitée [CHEO 01, BOCH.03], comme le couplage induit par courbure [KURK.08, POPP 08]. La combinaison par couplage localisé dans une architecture interféromètre de Michelson s'est aussi révélée efficace [BOUL.05].

Pour augmenter la qualité du faisceau de laser à FMC, j'ai pour ma part exploré de nouvelles voies qui seront présentées dans les troisième et quatrième chapitres de ce document.

IV.2.2.1. Quelques Résultats expérimentaux

Un exemple de fibre multicœurs FMC, est montré figure II.20 [WRAG. 01a]. Elle se compose de 18 cœurs, chaque cœur isolé se comportant comme une fibre unimodale. Une possibilité de verrouillage en phase d'un réseau périodique d'émetteurs repose sur l'utilisation de l'effet Talbot. L'effet Talbot est un effet de diffraction en champ proche d'abord observé en 1836 par Henry Fox Talbot [TALB.836]. Quand une distribution d'ondes monochromatiques périodiques latéralement se propage et diffracte, on observe en champ proche (diffraction de Fresnel) des répliques de la distribution de sources de manière répétée à des distances régulières. La distance régulière est appelée la longueur Talbot Z_T dont la valeur est donnée par $Z_T = 2a^2 / \lambda$, où a est la période du réseau de sources et λ est la longueur d'onde de la lumière. En outre, à la moitié de la longueur Talbot, un champ réplique se produit également, mais ce champ est décalé de la moitié de la période du réseau si les sources sont en phase alors qu'il n'y a pas de décalage pour des sources de phase alternée ($0-\pi$). Cet effet autorise donc une discrimination et la sélection d'un ensemble de source cophasées par filtrage (cas de l'exemple illustré figure II.20 avec un miroir structuré [WRAG.01a]) ou rétroaction. Il existe une multitude de plans à des distances fractionnaires de Z_T où apparaissent des répliques de

périodes démultipliées de la répartition initiale qui construisent ainsi un ensemble de géométrie fractale (tapis de Talbot).

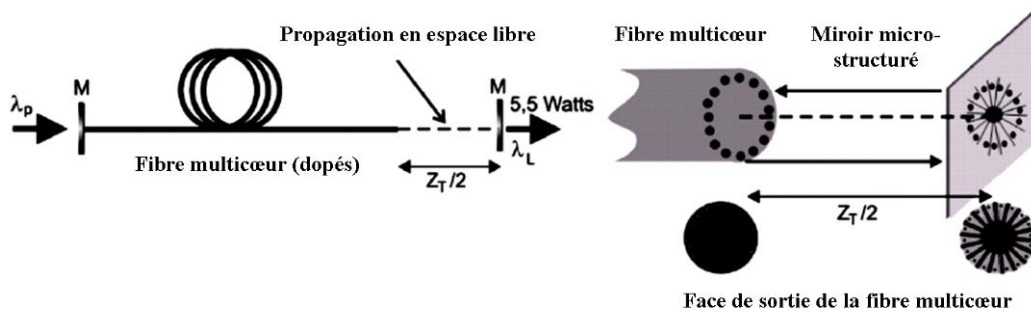


Figure II.20: Schéma d'une cavité laser à fibre multicœurs dopés néodyme avec filtrage de Talbot par un miroir à réflectivité micro-structurée [WRAG.01a].

Dans le cas des fibres, la symétrie et la périodicité de la structure multicœurs en couronne (le plus souvent) conduit à une distribution azimutale du champ proche périodique s'auto-imageant azimutalement par propagation en espace libre. Il s'agit d'un cas particulier d'effet Talbot dans le contexte d'une géométrie cylindrique. Lorsque le coupleur de sortie est positionné à la distance $Z_T/2$ le champ reconstruit après un aller retour par mécanisme Talbot sur la face d'entrée de la fibre est imagé en coïncidence avec les différents cœurs. Comme cette structuration spatiale périodique résulte du mélange par diffraction des rayonnements des différents émetteurs, elle assure un couplage mutuel de proche en proche des émetteurs comme dans la réalisation récente ci-dessous (Figure II-21) [DORO.09].

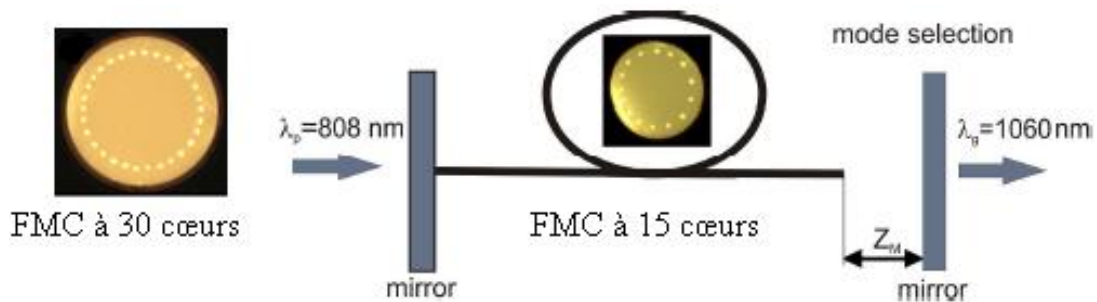


Figure II.21: Laser à couplage mutuel par effet Talbot [DORO.09].

Une micro-structuration du coupleur de sortie permet également de maximiser la fraction de puissance portée par le lobe central de la figure de diffraction en champ lointain. Cependant, les performances obtenues à ce jour sont restées limitées: un maximum de 10% de la puissance extraite est véhiculé par le lobe central de la figure du champ lointain et un maximum de 5,5W de puissance laser est obtenu sous 36 W de pompe. Ces performances

modestes s'expliquent par la divergence radiale du faisceau en sortie de fibre, non compensée par effet Talbot.

Des versions tout intégrée de ce principe ont été expérimentées avec une distribution de guides plus compacts en réseau 2D à maille triangulaire centré sur l'axe par Li et al. [LI 06]. Le supermode en phase d'une fibre à multiples cœurs dopés Er/Yb est sélectionné par effet Talbot grâce à l'adjonction d'un court tronçon de fibre homogène à une extrémité de l'amplificateur ou aux deux comme on le voit sur la figure II.12. Dans une de ces architectures la fibre possède 19 cœurs dopés ytterbium-erbium avec un diamètre de $7,6 \mu\text{m}$ pour chaque cœur et une ouverture numérique $ON=0,12$. Un petit morceau ($\sim 10 \text{ cm}$) de fibre clivé aux deux bouts sert de milieu amplificateur. Ensuite, un morceau d'une fibre homogène sans cœur (FNC) de longueur $\sim 1,7 \mu\text{m}$ est soudé à une extrémité de la fibre à 19 cœurs et l'autre extrémité de la fibre est pompée avec une diode laser à 975 nm .

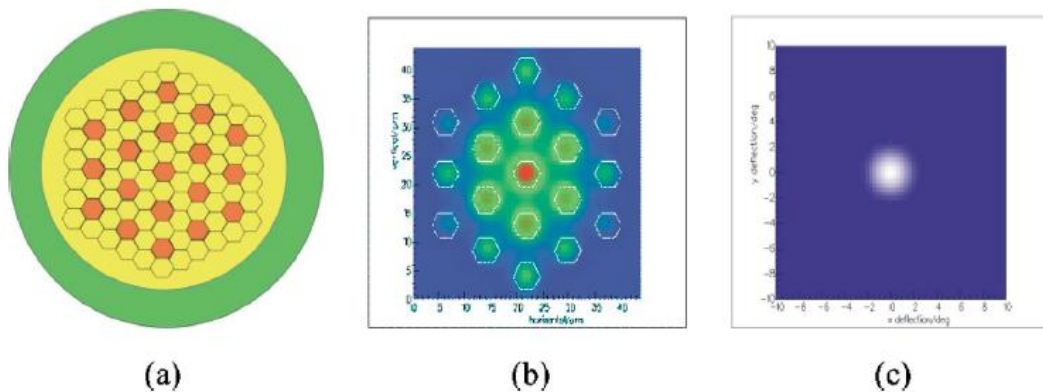
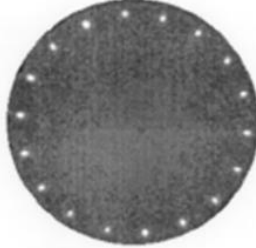
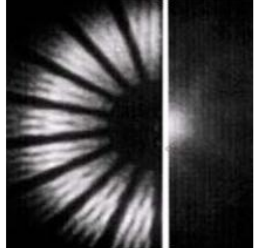
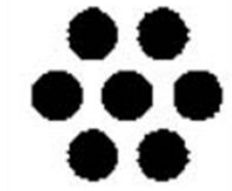
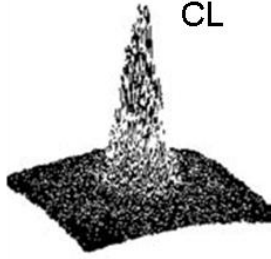

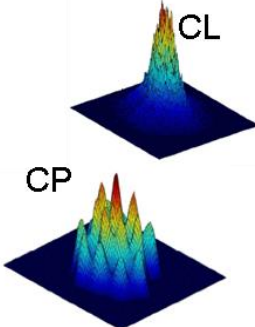


Figure II.22: Fibre à 19-cœur ; (a) section transversale; (b) Distributions d'éclairement en champs proche et (c) lointain du supermode fondamental [LI 07].

Une puissance de sortie maximale de 11 W est obtenue avec une pente d'efficacité de 14% par rapport à la puissance pompe. Il a également été démontré théoriquement et expérimentalement que certains lasers à base de FMC étaient susceptibles d'osciller spontanément sur le supermode fondamental correspondant à un ensemble d'émetteurs en phase [BOCH.03, CHEO 01]. Cette sélection modale apparaît comme le résultat de mécanismes de couplages non linéaires au sein de la structure ou liée à une discrimination par le gain. Ce fonctionnement semble cependant très sensible au niveau de pompage vis-à-vis du seuil laser, à la puissance totale et aux paramètres opto-géométriques de la fibre. La correction de phase active a également été appliquée aux fibres multicœurs. Cette architecture n'est envisageable que pour des FMC utilisées comme amplificateur. Par rapport aux amplificateurs à fibres multiples en parallèle l'avantage d'une FMC vient du fait que les

différents guides partagent sensiblement le même milieu et subissent presque les mêmes fluctuations de chemin optique. Il devient alors possible d'exploiter des modulateurs de phase plus lents, sous forme matricielle, à base de cristaux liquides (LCOS-Spatial Light Modulator) ou à micro-miroirs MEMS [HART.09]. La démonstration en a été faite à XLIM avec le cophasage d'une fibre à 49 cœurs distribués selon une matrice carrée [LHER.10].

Beaucoup d'études sont faites sur les FMC avec différentes géométries : elles sont élaborées par structuration d'indice de réfraction ou elles exploitent la technologie des microstructures air/silice [MICH.05]. Une sélection de ces travaux est rassemblée dans le Tableau II.3

Référence	Caractéristiques de la fibre, performance et remarques	Fibre géométrie	Champ proche (CP)/ champ lointain (CL)
[WARG.00, 01a, 02 et NAPA.03]	Dopage: Nd $\eta' = 15\%$ $0N_{\text{coeur}} = 0.16$ $P_{\text{max}} = 5.5W$ $\Phi_{\text{coeur}} = 8 \mu\text{m}$ 10% de la puissance dans le lobe central en champ lointain	 18 cœurs répartis sur anneau	
[CHEO 01, BOCH.03]	Dopage: Yb $\eta' = 62\%$ $P_{\text{max}} = 5W$ $\Phi_{\text{coeur}} = 7 \mu\text{m}$ $\Lambda = 10.5 \mu\text{m}$	 7 cœurs	
[HUO 04]	Dopage: Yb $0N_{\text{coeur}} = 0.067$ $\Phi_{\text{coeur}} = 7 \mu\text{m}$ $\Lambda = 10.5 \mu\text{m}$ $M^2 = 1.5$ Architecture amplificateur 20 dB de gain injection sélective cœur central	 19 cœurs et la fabrication est moins parfaite	

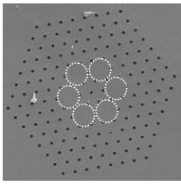
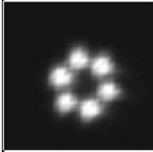
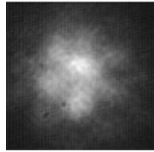

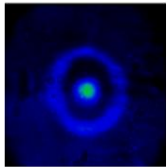
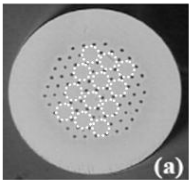


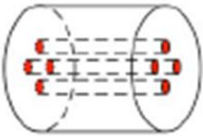
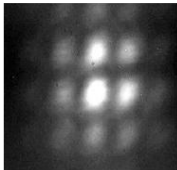
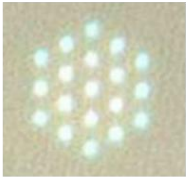
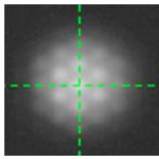
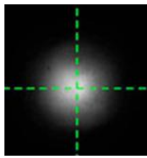
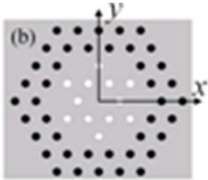
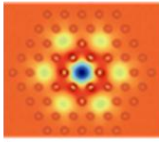
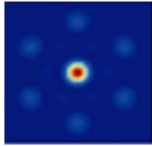
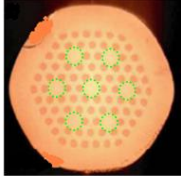
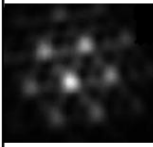
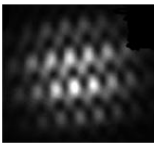
Référence	Caractéristiques de la fibre, performance et remarques	Fibre géométrie	Champ proche (CP)/ champ lointain (CL)
[BROE.05]	Dopage: Yb Longueur =10 m $\Lambda=20 \mu\text{m}$ $\eta^{\prime}=70 \%$ $P_{\text{max}}=44 \text{ W}$ $A_{\text{eff}}=1150 \mu\text{m}^2$	 6 cœurs	CP  CL 
[BOUL.06]	Dopage: Yb Longueur =1.25 m $\eta^{\prime}=72 \%$ $P_{\text{max}}=7.9 \text{ W}$	 2 cœurs concentriques	CP 
[ZHU 07]	Dopage: Er/Yb $\Phi_{\text{cœur}}=8 \mu\text{m}$ ON=0.16 $\Lambda=8 \mu\text{m}$ $A_{\text{eff}}=1140 \mu\text{m}^2$	 12 cœurs	CP  CL 
[KURK.06 et 08]	Dopage: Yb $\Phi_{\text{cœur}}=6.5 \mu\text{m}$ $\Lambda=28 \mu\text{m}$ Dn=0.008 $\eta^{\prime}=55 \%$	 4 cœurs	CL 
[VOGE.09]	$\Phi_{\text{cœur}}=2 \mu\text{m}$ ON=0.108 $\Lambda=5.5 \mu\text{m}$ $M^2=1.02$ $A_{\text{eff}}=465 \mu\text{m}^2$	 19 cœurs	CP  CL 
[FANG 09]	Les cœurs de la fibre ($n_1=1.444$) sont séparés par des barres de haut indice de réfraction (cercles blancs $n_2=1.6$) $\Lambda=5 \mu\text{m}$ $\Phi_{\text{trous}}=2 \mu\text{m}$	 7 cœurs	CP  CL 
[HART.09]	ON _{cœur} =0.03 $\Phi_{\text{cœur}}=51 \mu\text{m}$ $\Lambda=110 \mu\text{m}$ $A_{\text{eff}}=1300 \mu\text{m}^2$	 7 cœurs	CP  CL 

Tableau II.3: Sélection de résultats concernant les fibres dopées multicœurs.

V. Conclusion

Dans ce deuxième chapitre, nous avons brièvement rappelé les bases élémentaires de la propagation guidée dans les fibres optiques et nous avons présenté les concepts de base de lasers à fibre de forte puissance. On a vu qu'il existe aujourd'hui des lasers à fibre unimodaux avec une bonne qualité de faisceau ($M^2=1,3$) produisant en régime continu une puissance extrême de 10 kW. Les performances relatives à la production, par des sources à fibre, d'impulsions nanosecondes de haute énergie ou de rayonnements continus de grande finesse spectrale à haute puissance apparaissent comme très en retrait par rapport aux sources à milieu à gain cristallin plus communément rencontrées. Dans cette partie nous avons discuté des limitations qui expliquent ces moindres performances comme les dommages et les effets non-linéaires dans les fibres optiques.

Les effets non linéaires à l'intérieur d'une fibre sont très fortement exacerbés vis-à-vis de la propagation libre dans un milieu massif à cause du confinement du champ laser sur une petite surface et sur une grande longueur d'interaction. Parmi les différents effets susceptibles de se manifester dans une fibre optique, les plus pénalisants sont dus aux diffusions stimulées Raman et Brillouin, les effets Kerr n'étant gênant que dans un nombre plus limité de cas relatifs principalement aux impulsions ultra-brèves (picosecondes et femtosecondes). Afin de repousser les limites introduites par ces effets parasites, les nombreuses études dans le domaine ont cherché à réduire le confinement du rayonnement laser en développant des fibres à grande surface de mode (fibre LMA) tout en préservant un fonctionnement unimodal transverse. Une alternative à ces fibres LMA est offerte par les fibres à multiples cœurs. Dans ce cas, afin de produire des faisceaux de bonne qualité spatiale, il est nécessaire de faire appel à des architectures laser ou amplificatrice qui assurent le cophasage des émetteurs élémentaires ou la sélection du supermode fondamentale de la structure.

Enfin, une voie complémentaire pour construire des sources de très haute énergie consiste à synchroniser un ensemble de sources distinctes assemblées en réseau ordonné par des mécanismes d'auto-organisation ou par des méthodes actives via des asservissements.

Dans la suite du mémoire je présente les travaux que j'ai effectués en vue d'exploiter des fibres multimodales ou des fibres multicœurs pour réaliser des lasers à fibre de grande surface modale qui produisent des faisceaux de forte brillance.

Bibliographie

A

1. [AGRA.95] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics," 2nd Ed., Academic Press, Inc., (1995).
2. [AGRA.89] G. P. Agrawal, "Non linear fiber optics", Academic Press, London, (1989).
3. [ANDE.06] J. Anderegg, S. Brosnan, E. Cheung, P. Epp, D. Hammons, H. Komine, M. Weber, and M. Wickham, "8-watt coherently-phased 4-element fiber array", Proc. SPIE 6102, 61020U-1, (2006).
4. [ANTY.86] V. V. Antyukhov, A.F. Glova, O.R. Kachurin, F.V. Lebedev, V.V. Likhanskii, A.P. Napartovich, V.D. Pismennyi, JETP Lett., 44, 78–81 (1986)
5. [AUGS.03] S. J. Augst, A. K. Goyal, R. L. Aggarwal, T. Y. Fan, and A. Sanchez, "Wave-length beam combining of ytterbium fiber lasers", Opt. Lett. 28, 331-333, (2003).
6. [AUGS.04] S. J. Augst, T. Y. Fan, and A. D. Sanchez, "Coherent Beam Combining and Phase Noise Measurements of ytterbium fiber Amplifiers," Opt. Lett. 29, 474-476, (2004).
7. [AUGS.07] S. J. Augst, J. K. Ranka, T. Y. Fan, and A. Sanchez, " Beam combining of ytterbium fiber amplifiers", J. Opt. Soc. Am. B, 24, 1707-1715, (2007).

B

8. [BOCH.03] E. J. Bochove, P. K. Cheo and G. G. King, "Self-organization in a multicore fiber laser array", Opt. lett., 28, 1200-1202, (2003).
9. [BOUL.05] J. Bouillet, D. Sabourdy, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermene, D. Pagnoux, P. Roy, "Coherent combining in an Yb-doped double-core fiber laser" Opt. Lett. 30, 1962–1964, (2005).
10. [BOUL.06] J. Bouillet, "lasers à fibres à profile de gain discretise adaptes à l'émission de fortes puissances", thèse de doctorat, Université de Limoges, (2006).
11. [BROE.05] J. Broeng, H. R. Simonsen, and A. Petersson, "Phase locking and supermode selection in multicore photonic crystal fiber lasers with a large doped area", Opt. Lett., 30, 1668-1671, (2005).
12. [BROW.01] D. Brown and H. J. Hoffman, "Thermal, Stress, and Thermo-Optic Effects in High Average Power Double-Clad Silica Fiber Lasers", IEEE J. Sel. Top. Quan. Elec. 2, 207-217, (2001).

C

13. [CANA.08] G. Canat, S. Jetschke, S. Unger, L. Lombard, P. Bourdon, J. Kirchhof, V. Jolivet, A. Dolfi, and O. Vasseur, "Multifilament-core fibers for high energy pulse amplification at 1.5 μm with excellent beam quality", Opt. Lett. 33, 2701-2703, (2008).
14. [CAUT.97] V. Cautaerts, D. J. Richardson, R. Paschotta, and D. C. Hanna, "Stretched pulse Yb³⁺: silica fiber laser", Opt. Lett. 22, 316-318, (1997).
15. [CHEO 01] P. K. Cheo, A. Liu, and G. G. King, "A High-Brightness Laser Beam from a Phase-Locked Multicore Yb-Doped Fiber Laser Array", IEEE Phot. Tech. Letter, 13, 439-441, (2001).

16. [CHEU.08] E. C. Cheung, J. G. Ho, G. D. Goodno, R. R. Rice, J. Rothenberg, P. Thielen, M. Weber and M. Wickham, “Diffraction-optics-based beam combination of a phase-locked fiber laser array”, *Opt. Lett.*, 33, 354-356, (2008).
17. [CHRA.98] A. R. Chraplyvy and R. W. Tkach, “Terabit/second transmission experiments,” *IEEE J. Quan. Elec.*, 34, 2103–2108, (1998).
18. [CODE.06] C. Codemard, C. Farrell, P. Dupriez, V. Philippov, J. K. Sahu and J. Nilsson, “Millijoule, high-peak power, narrow-linewidth, sub-hundred nanosecond pulsed fibre Master-Oscillator Power-Amplifier at 1.55 μm ”, *C. R. Physique*, 7, 170–176 (2006). [COOP05] L. J. Cooper, P. Wang, R. B. Williams, J. K. Sahu, W. A. Clarkson, A. M. Scott, and D. Jones, “High-power Yb-doped multicore ribbon fiber laser”, *Opt. Lett.* 30, 2906–2908, (2005).

D

19. [DAWS.08] J. W. Dawson, M. J. Messerly, R. J. Beach, M. Y. Shverdin, E. A. Stappaerts, A. K. Sridharan, P. H. Pax, J. E. Heebner, C. W. Siders and C.P.J. Barty, “Analysis of the scalability of diffraction-limited fiber lasers and amplifiers to high average power”, *Opt. Expr.*, 16, 13240-13266, (2008).
20. [DESF.06] A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, D. Sabourdy, J. Boulet, P. Roy, J. Lhermite, A. Barthélémy, “Coherent combining of fibre lasers”, *C. R. Physique*, 7, 244–253, (2006).
21. [DIAN.94] E. M. Dianov, L. S. Kornienko, A. O. Rybaltovsky, P. V. Chernov, and Yu. P. Yatsenko, “Photoinduced second-harmonic generation in fibers doped with rare-earth ions”, *Opt. Lett.* 19, 439-441, (1994).
22. [DONG06] L. Dong, J. Li, and X. Peng, “Bend-resistant fundamental mode operation in ytterbium-doped leakage channel fibers with effective areas up to 3160 μm^2 ”, *Opt. Expr.*, 14, 11512-11519, (2006).
23. [DONG 09] L. Dong, H. A. McKay, L. Fu, M. Ohta, A. Marcinkevicius, S. Suzuki, and M. E. Fermann “Ytterbium-doped all glass leakage channel fibers with highly fluorine-doped silica pump cladding”, *Opt. Expr.* 17, 8962-8969, (2009).
24. [DORO.09] D. Dorosz, M. Kochanowicz and J. Dorosz, “Multicore Optical Fibres for an External Talbot Cavity”, *Optical and Acoustical Methods in Science and Technology*, 116, 298-300, (2009).

E

25. [EFIM.03] A. Efimov, A. Taylor, F. Omenetto, J. Knight, W. Wadsworth, and P. Russell, “Phase-matched third harmonic generation in microstructured fibers”, *Opt. Expr.*, 11, 2567-2576, (2003).

F

26. [FAN 05] T. Y. Fan, “Laser beam combining for high-power, high-radiance sources”, *IEEE J. Sel. Top. Quan. Elec.*, 11, 567–577 (2005).
27. [FANG 09] X.-H. Fang, M.-L. Hu, Y.-F. Li, L. Chai, C.-Y. Wang, and A. M. Zheltikov, “Hybrid multicore photonic-crystal fiber for inphase supermode selection”, *Opt. Lett.*, 35, 493-395, (2009).
28. [FENG 09] L. J. Feng, D. K. Liang, L. Y. Zhi1, D. Z. Yong1, O. Z. Hua1 et L. Yong, “Yb³⁺-doped large-mode-area photonic crystal fiber laser with 210 W continuous-wave output power”, *Chinese Science Bulletin* , 54, no. 20, (2009).

29. [FERM.98] M. E. Fermann, "Single-mode excitation of multimode fibers with ultrashort pulses", *Opt. Lett.*, 23, 52-54 (1998).
30. [FINI06] J. M. Fini, "Bend-resistant design of conventional and microstructure fibers with very large mode area", *Opt. Expr.*, 14, 69-81, (2006).
31. [FU 09] L. Fu, H. A. McKay, and L. Dong, "Extremely large mode area optical fibers formed by thermal stress", *Opt. Expr.*, 17, 11782-11793, (2009).
32. [FURU.01] K. Furusawa, A. Malinowski, J. Price, T. Monro, J. Sahu, J. Nilsson and D. Richardson, "Cladding pumped Ytterbium doped fiber laser with holey inner and outer cladding", *Opt. Expr.*, 9, 714-720, (2001).

G

33. [GABR.83] J. M. Gabriagues, "Third-harmonic and three-wave sum-frequency light generation in an elliptical-core optical fiber", *Opt. Lett.* 8, 183-185, (1983).
34. [GALV.08] A. Galvanauskas, M. C. Swan, and C.-H. Liu, "Effectively-single-mode large core passive and active fibers with chirally-coupled-core structures," Conference on Lasers and Electro-Optics, San Jose, CA, paper CMB1 (2008).
35. [GAPO.05] V. Gapontsev et al, "2 kW CW ytterbium fiber laser with record diffraction limited brightness", in Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics Europe, (2005).
36. [GAPO.08] D. Gapontsev, IPG Photonics, "6kW CW Single Mode Ytterbium Fiber Laser in All-Fiber Format," in "Solid State and Diode Laser Technology Review" Albuquerque (2008).
37. [GLAS 98] P. Glas, M. Naumann, A. Schirmacher, and Th. Pertsch, "The multicore fiber – a novel design for a diode pumped fiber laser" *Opt. Comm.*, 151, 187–195, (1998).

H

38. [HARD.86] A. Hardy and W. Streifer, "Coupled modes of multiwaveguide systems and phased arrays" *J. Lig. Tech.*, 4, 90-99, (1986).
39. [HART.09] I. Hartl, A. Marcinkevičius, H. A. McKay, L. Dong, and M. E. Fermann, "Coherent Beam Combination Using Multi-Core Leakage-Channel Fibers," in *Advanced Solid-State Photonics*, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, paper TuA6 (2009).
40. [HANS. 01] J. Hansryd, F. Dross, M. Westlund, P.A. Andrekson, S.N Knudsen, "Increase of the SBS threshold in a short highly nonlinear fiber by applying a temperature distribution", *J. Lig. Tech.* 19, 1691-1697 (2001).
41. [HECH.09] J. Hecht, "PHOTONIC FRONTIERS: FIBER LASERS: Fiber lasers ramp up the power", (2009).
42. [HUO 04] Y. Huo, P. K. Cheo, and G. G. King, "Fundamental mode operation of a 19-core phase locked Yb doped fiber amplifier", *Opt. Expr.*, 12, 6230-6239, (2004).
43. [HUSS.05] M. G. M. Hussian, "Mathematical method for electromagnetic conductivity of lossy materials", *J. of Electromagnetic Waves and Applications*, 19, 271–279, (2005).

J

44. [JEON.04] Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, and J. Nilsson, “Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power”, *Opt. Express.*, 12, 6088-6092, (2004).
45. [JOIN.96] I. Joindot and M. Joindot, “Les télécommunications par fibres optiques”, Paris : DUNODet CNET-ENST, (1996).

K

46. [KASH.88] R. Kashyap and K. J. Blow, “Observation of catastrophic self-propelled self-focusing in optical fibres”, *Elec. Lett.* 24, 47-49 (1988).
47. [KIEU 09] K K. Kieu, B. G. Saar, G. R. Holtom, X. S.Xie, and F. W. Wise, “High-power picosecond fiber source for coherent Raman microscopy”, *Opt. Lett.*, 34, 2051-2051, (2009).
48. [KOPL.00] Jeffrey P. Koplrow, Dahv A. V. Kliner, and Lew Goldberg, “Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier”, *Opt. Lett.* 25, 442-444 (2000).
49. [KURK.06] A.S. Kurkov, V.M. Paramonov, E.M. Dianov, V.A. Isaev and G.A. Ivanov, “Fiber laser based on 4-core Yb-doped fiber and multimode Bragg grating”, *Laser Phys. Lett.*, 3, 441–444, (2006).
50. [KURK.08] A. S. Kurkov, S. A. Babin, I. A. Lobach and S. I. Kablukov, “Mechanism of mode coupling in multicore fiber Lasers”, *Opt. Lett.*, 33, 61-63, (2008).

L

51. [LARO.11] M. Laroche, H. Gilles, and S. Girard, “High-peak-power nanosecond pulse generation by stimulated Brillouin scattering pulse compression in a seeded Yb-doped fiber amplifier”, *Opt. Lett.*, 23,241-24, (2011).
52. [LECO.06] J.B. Lecourt, “Etude et réalisation de lasers à fibre auto-impulsionnels à base d’absorbants saturables”, Thèse de doctorat, Université de Rouen, (2006).
53. [LEI 09] B. Lei, Y. Feng, L. A. Wei, “Coherent combining of fiber lasers using a ring coupled cavity and single-mode fiber filtering”, *Appl. Phys. B*, 97, 469–473, (2009).
54. [LHER.10] J. Lhermite, E. Suran, V. Kermene, F. Louradour, A. Desfarges-Berthelemot, and A. Barthélémy, “Coherent combining of 49 laser beams from a multiple core optical fiber by a spatial light modulator”, *Opt. Express.*, 8, 4783-4789, (2010).
55. [LI 06] L. Li, A. Schülzgen, S. Chen, V.L. Temyanko, J.V. Moloney, N. Peyghambarian, “Phase locking and in-phase supermode selection in monolithic multicore fiber lasers”, *Opt. Lett.* 31, 2577–2579 (2006).
56. [LI 07] L. Li, A. Schülzgen, H. Li, V. L. Temyanko, J. V. Moloney, and N. Peyghambarian, “Phase-locked multicore all-fiber lasers: modelling and experimental investigation”, *J. Opt. Soc. Am. B*, 24, 1721-728, (2007).
57. [LIAN.07] W. Liang, N. Satyan, F. Aflatouni, A. Yariv, A. Kewitsch, G. Rakuljic and H. Hashemi, “Coherent beam combining with multilevel opticalphase-locked loops”, *J. Opt. Soc. Am. B*, 24, , 2930-2939, (2007).
58. [LIMP.03] J. Limpert et al, “High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser”, *Opt. Exp.*, 11, 818-823, (2003).
59. [LIMP.04] J. Limpert et al, “Low-nonlinearity single-transverse-mode ytterbium-doped photonic crystal fiber amplifier”, *Opt. Exp.*, 12, 1313-1319, (2004).

60. [LIMP.06a] J. Limpert, Fabian Röser, Thomas Schreiber, and Andreas Tunnermann, “High-Power Ultrafast Fiber Laser Systems”, *IEEE Journal of selected optics in quantum electronics*, 12, 233-244, (2006).
61. [LIMP.06b] J. Limpert, O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, T. Schreiber, A. Tunnermann, S. Ermeneux, P. Yvernault, and F. Salin, “Extended single-mode photonic crystal fiber lasers”, *Opt. Exp.*, 14, 2715-2720, (2006).
62. [LIU 04] C.-H. Liu, A. Galvanauskas, B. Ehlers, F. Doerfel, S. Heinemann, A. Carter, K. Tankala et J. Farroni, “700-W single transverse mode Yb-doped fiber laser”, *Conf. on Laser and Elec.-Opt.*, (2004).
63. [LIU 07] C. Liu, G. Chang, N. Litchinitser, A. Galvanauskas, D. Guertin, N. Jakobson, and K. Tankala, “Effectively Single-Mode Chirally-Coupled Core Fiber”, in *Advanced Solid-State Photonics*, OSA Technical Digest Series (CD), paper ME2, (2007).
64. [LOFT.08] T. H. Loftus, A. M. Thomas, M. Norsen, J. Minelly, P. Jones, E. Honea, S. A. Shakir, S. Hendow, W. Culver, B. Nelson, and M. Fitelson, “Four-Channel, High Power, Passively Phase Locked Fiber Array”, in *Advanced Solid-State Photonics*, OSA Technical Digest Series (CD), paper WA4 (2008).

M

65. [MAND.07] B. Mandal and A. R. Chowdhary, “Spatial soliton scattering in a quasi phase matched quadratic media in presence of cubic nonlinearity”, *J. of Electromagnetic Waves and Applications*, 21, 123–135, (2007).
66. [MARC.77] D. Marcuse, “Loss analysis of single-mode fiber splices,” *Bell Syst. Tech. J.*, 56, 703–718, (1977).
67. [MARY.06] S. Maryashin, A. Unt, V.P. Gapontsev, “10-mJ pulse energy and 200 W average power Yb-doped fiber laser”, in *Fiber Lasers III: Technology, Systems, and Applications* (2006).
68. [MEGE.05] G. Méjean, “Propagation d’impulsions térawatts femto-secondes dans l’atmosphère et applications”, *Thèse Université de Lyon I*, (2005).
69. [MICH.05] L. Michaille, C. R. Bennett, D. M. Taylor, and T. J. Shepherd, “Phase locking and supermode selection in multicore photonic crystal fiber lasers with a large doped area”, *Opt. Lett.*, 30, 668-1671, (2005).
70. [MULL.06] H. R. Müller, J. Kirchhof, V. Reichel, and S. Unger, “Fibers for high-power lasers and amplifiers”, *Comptes Rendus Physique* 7, 154-162 (2006).

N

71. [NAPA.03] A. P. Napatovich et al, “Phase-locking of multicore fibre laser due to Talbot self-reproduction”, *J. of modern optics*, 50, 2715–2725, (2003).
72. [NICH.04] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, P. S. Westbrook, K. S. Feder, and M. F. Yan, “High power, single mode, all-fiber source of femtosecond pulses at 1550 nm and its use in supercontinuum generation”, *Opt. Expr.*, 2, 3025-3034, (2004).

O

73. [OFFE.98] H. L. Offerhaus, N. G. Broderick, D. J. Richardson, R. Sammut, J. Caplen, and L. Dong, “High-energy single-transverse-mode Q-switched fiber laser based on a multimode large-mode-area erbium-doped fiber”, *Opt. Lett.* 23, 1683-1685 (1998).

74. [OMEN.01] F. G. Omenetto, A. J. Taylor, M.D. Moores, J. Arriaga, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, “Simultaneous generation of spectrally distinct third harmonics in a photonic crystal fiber”, *Opt. Lett.* 26, 1158-1160, (2001).
75. [ORTA.03] B. Ortaç, A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, C. Özkul, and F. Sanchez, “90-fs stretched-pulse ytterbium-doped double-clad fiber laser” *Opt. Lett.* 28, 1305-1307, (2003).
76. [ÖSTE.86] U. Österberg and W. Margulis, “Dye laser pumped by Nd:YAG laser pulses frequency doubled in a glass optical fiber”, *Opt. Lett.* 11, 516-518, (1986).

P

77. [PAUR.09] M. Paurisse, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, C. Bellanger, A. Brignon and J. P. Huignard, “Phase and amplitude control of a multimode LMA fiber beam by use of digital holography”, *Opt. Expr.*, 17, 13000-13008, (2009).
78. [PIPE.05] A. Piper, “The development of high power, pulsed fiber laser system and their applications”, Doctoral Thesis, University of Southampton, (2005).
79. [POPP 08] A. Popp, M. Abdou Ahmed, D. Kauffmann, A. Voss, T. Graf, “Cw-operation of an Ytterbium doped 19-core fiber laser”, in *Solid State Lasers and Amplifiers III*, 6998, 699804–699809, (2008).

Q

80. [QUIN.07] L. Quintino, A. Costa, R. Miranda, D. Yapp, V. Kumar, and C. J. Kong, “Welding with high power fiber lasers - Apreliminary study”, *Materials & Design* 28, 1231-1237 (2007).

R

81. [RAMA.28] Raman, “A new type of optical radiation”, *Indian J. Phys.*, 387, (1928).
82. [RUSS.95] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, and D. M. Atkin, “All-silica singlemode optical fiber with photonic crystal cladding”, *Opt. Lett.*, 21, 1547-1549, (1996).

S

83. [SANG.09] D. Sangla, I. Martial, N. Aubry, J. Didierjean, D. Perrodin, F. Balembos, K. Lebbou, A. Brenier, P. Georges, O. Tillement and J. M. Fourmigué, “High power laser operation with crystal fibers”, *Appl. Phys. B*, 97, 263–273, (2009).
84. [SCHM.07] O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, S. Linke, T. Schreiber, K. Rademaker, J. Limpert, S. Ermeneux, P. Yvernault, F. Salin, A. Tünnermann, “Millijoule pulse energy Q-switched short-length fiber laser”. *Opt. Lett.* 32, 1551–1553 (2007).
85. [SHAR.01] J. E. Sharping, M. Fiorentino, A. Coker, P. Kumar, and R. S. Windeler, “Four-wave mixing in microstructure fiber”, *Opt. Lett.* 26, 1048-1050, (2001).
86. [SHAY 06] T. M. Shay, V. Benham, J. T. Baker, B. Ward, A. D. Sanchez, M. A. Culpepper, D. Pilkington, J. Spring, D. Nelsen, and C. A. Lu “First Experimental Demonstration of Self-Synchronous Phase Locking of an Optical Array”, *Opt. Expr.*, 14, 12022-12027, (2006).
87. [SHAY 08] T. M. Shay, J. T. Baker, A. D. Sanchez, C. A. Robin, C. L. Vergien, C. Zerinque, D. Gallant, C. A. Lu, and T. J. Bronder, “Electronic Phasing of High Power Fiber Amplifier Arrays”, *Proceedings of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting 2008*, 783, (2008).

88. [SHAY 09] T. M. Shay, J. T. Baker, A. D. Sanchez, C. A. Robin, C. L. Vergien, C. Zeringue, D. Gallant, Chunte A. Lu, Benjamin Pulford, T. J. Bronder, and Arthur Lucero, "High-power phase locking of a fiber amplifier array," Proc. SPIE 7195, 71951M, (2009).
89. [SMIT.72] R. G. Smith, "Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering", Appl. Opt., 11, 2489-2494, (1972).
90. [SMIT.07] A. Smith, B. Do, and M. Soderlund, "Deterministic nanosecond laser-induced breakdown thresholds in pure and Yb³⁺ doped fused silica", Proc. SPIE 6453, (2007).
91. [SNYD.83] W. Snyder and J. D. Love, "optical waveguide theory", Kluwer academic publisher, London, (1983).
92. [STOL.87] R. H. Stolen and H. W. K. Tom, "Self-organized phase-matched harmonic generation in optical fibers", Opt. Lett. 12, 585-587, (1987).

T

93. [TALBOT] H. F. Talbot, "Facts relating to optical science" No. IV. Philos. Mag. 9, 401-407, (1836).
94. [TEOD.07] F. D. Teodoro and C. D. Brooks, "Multi-MW peak power, single transverse mode operation of a 100 micron core diameter, Yb-doped photonic crystal rod amplifier", Proc. of SPIE, 6453, 645318.1-645318.5, (2007).
95. [TUNN.05] A. Tunnermann, T. Schreiber, F. Roser, A. Liem, S. Hofer, H. Zellmer, S. Nolte, and J. Limpert, "The renaissance and bright future of fibre lasers", Journal of Physics B-Atomic Molecular and Optical Physics 38, S681-S693 (2005).

V

96. [VOGE.09] M. M. Vogel, M. Abdou-Ahmed, A. Voss, and T. Graf, "Very-large-mode-area, single-mode multicore fiber", Opt. Lett., 34, 2876-2878, (2009).

W

97. [WADS.03] W. Wadsworth, R. Percival, G. Bouwmans, J. Knight, and P. Russell, "High power air clad photonic crystal fiber laser" Opt. Expr., 11, 48-53, (2003).
98. [WADS.04] W. Wadsworth, N. Joly, J. Knight, T. Birks, F. Biancalana, and P. Russell, "Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres", Opt. Expr., 12, 299-309 (2004).
99. [WALT.07] D. Walton, S. Gray, J. Wang, M. Li, X. Chen, A. Liu, L. Zenteno, and A. Crowley, "Kilowatt - Level, Narrow - Linewidth Capable Fibers and Lasers", Proc. of SPIE 6453, (2007).
100. [WISE 08] F. W. Wise, A. Chong, and W. H. Renninger, "High-energy femtosecond fiber lasers based on pulse propagation at normal dispersion", Laser & Photon. Rev. 2, 58-73, (2008).
101. [WONG 05] W. S. Wong, X. Peng, J. M. McLaughlin, and L. Dong, "Breaking the limit of maximum effective area for robust single-mode propagation in optical fibers", Opt. Lett. 30, 2855-2857, (2005).

102. [WRAG.00] M. Wrage, P. Glas, D. Fischer, M. Leitner, D.V. Vysotsky, A.P. Napartovich,, “Phase locking in a multicore fiber laser by means of a Talbot resonator”, *Opt. Lett.*, 25, 1436-1438, (2000).
103. [WRAG.01a] M. Wrage, P. Glas, and M. Leitner, “Combined phase locking and beam shaping of a multicore fiber laser by structured mirrors”, *Opt. Lett.*, 26, 980-982, (2001).
104. [WRAG.01b] M. Wrage, P. Glas, M. Leitner, D.V. Vysotsky, A.P. Napartovich, “phase locking and self-imaging properties of a Talbot resonator applied to circle structure”, *Opt. Comm.*, 191, 149–159 (2001).
105. [WARG.02] M. Wragea, P. Glasa, D. Fischera, M. Leitnera, N.N. Elkinb, D.V. Vysotskyb, A.P. Napartovichb and V.N. Troshchieva, “Phase-locking of a multicore fiber laser by wave propagation through an annular waveguide”, *Opt. Comm.*, 205, 367–375, (2002).

Y

106. [YUSI.09] A. Yusin et al., “Single-Mode Fiber Laser produces bright, 10 kW output”, IPG Photonics Corp, Oxford, MA 01540, (2009).

Z

107. [ZHU 07] X. Zhu, A. Schülzgen, L. Li, H. Li, V. L. Temyanko, J. V. Moloney and N. Peyghambarian, “Birefringent in-phase supermode operation of a multicore microstructured fiber laser”, *Opt. Expr.*, 15, 10340-10345, (2007).

Chapitre III.

Etude numérique et expérimentale de la gestion modale au sein d'un laser à fibre de grande section : combinaison d'un processus d'auto-imagerie avec un filtrage spatial du champ proche

I. Introduction

Après avoir présenté, au cours du deuxième chapitre, les principales techniques de mise en phase dans un laser à fibre multicœurs, et plus particulièrement de l'effet Talbot, ce troisième chapitre est dédié à l'étude d'un autre processus d'auto-imagerie dans un laser à fibre multimodale de grande aire modale (fibre à cœur unique ou fibre à multiples cœurs couplés).

L'effet Talbot est un processus d'auto-imagerie par diffraction en espace libre qui a beaucoup été utilisé pour mettre en phase les émissions de fibres à cœurs multiples. Cependant, l'auto-imagerie par diffraction est imparfaite à cause de la divergence naturelle de l'ensemble des faisceaux émis. Quel que soit l'agencement des sources élémentaires (en ligne, circulaire), cette divergence globale des faisceaux engendre de fortes pertes dans les lasers à fibre multicœurs mis en phase par effet Talbot. L'inconvénient principal de cette technique est partiellement pris en compte dans certaines études qui proposent de souder à l'extrémité de la fibre multicœurs active une courte fibre passive de très large cœur [LI 06, LI 07]. Cet arrangement doit permettre de minimiser les pertes intracavité en conservant dans le guide multimodal le rayonnement divergent. Avec l'ajout de ce tronçon de fibre multimodal, les auteurs exploitent en partie les propriétés d'imagerie multimodale du guide. C'est ce phénomène que nous proposons de décrire dans ce chapitre et que nous avons exploité pour produire une émission de bonne qualité spatiale à partir de laser à fibres multimodales (à cœur unique ou multicœurs).

Dans ce troisième chapitre, mon travail concerne l'application du phénomène d'interférence multimodale à l'amélioration de la brillance de sources lasers à fibre multimodale.

Dans la première partie je décris le principe du processus d'auto-imagerie avec l'exemple d'un guide planaire. Le comportement modal du guide est modélisé afin de mettre en évidence les principales caractéristiques du guide dans le processus d'imagerie multimodale. Je donne dans cette partie les distances d'auto-imagerie en fonction de ces paramètres clefs. Ensuite j'étudie théoriquement le processus d'auto-imagerie dans une fibre multimodale. Je définis un paramètre appelé le paramètre d'auto-imagerie (η) qui quantifie le degré de ressemblance du champ image reconstruit par le processus d'auto-imagerie après

traversée de la fibre multimodale avec le champ objet. A la fin de cette partie, je présente une architecture originale de laser à fibre de grande aire modale (FGAM) qui exploite le processus d'auto-imagerie multimodale.

La deuxième partie de ce chapitre est dédiée à l'étude théorique et expérimentale du laser à fibre de grande aire modale. Deux fibres multimodales différentes ont été étudiées dans cette configuration : la première, à cœur unique de 50 μm de diamètre, la seconde, à 7 cœurs couplés. Dans ces premières expérimentations, les fibres utilisées n'étaient pas dopées aux ions de terre rare et c'était un amplificateur séparé à fibre monomode qui apportait le gain nécessaire à l'émission laser. Les comportements spatial et spectral des rayonnements émis ont été caractérisés et comparés aux résultats théoriques obtenus numériquement.

Enfin, la dernière partie de ce chapitre est consacrée au comportement du processus d'auto-imagerie en régime de fonctionnement impulsionnel lorsque le laser à fibre de grande aire modale est déclenché par un modulateur acousto-optique.

II. Auto-imagerie par interférences multimodales

II.1. Principe

Dans un guide multimodal, à une longueur d'onde donnée, il est en principe possible d'obtenir l'image du champ incident en entrée au bout d'une longueur de guide spécifique pour laquelle tous les modes excités en entrée se retrouvent en phase. Ce phénomène est appelé «auto-imagerie multimodale». La possibilité de réaliser l'auto-imagerie d'un champ dans les guides d'ondes d'indice uniforme a d'abord été suggérée par Bryngdahl [BRYN.73] puis a été analysée plus en détails par Ulrich [ULRI.75a]. Beaucoup plus récemment, Zhang et al. [ZHAN.06] ont étudié le processus d'auto-imagerie pour les ondes térahertz dans un guide d'onde en cristal photonique à deux dimensions.

Le principe d'auto-imagerie dans un guide multimodal peut être énoncé comme suit: c'est une propriété par laquelle un champ initial est reproduit dans un ou plusieurs plans, à intervalles réguliers le long de la direction de propagation. Ces plans correspondent aux distances de propagation pour lesquelles l'ensemble des modes excités se retrouvent en phase (à 2π près). Dans un guide d'onde multimodal, le processus d'auto-imagerie peut être compris comme la conséquence d'interférences modales constructives.

Lorsqu'un champ électromagnétique arbitraire est couplé dans un guide d'onde multimodal, un ensemble spécifique de modes propres du guide d'onde multimodal est excité et chacun d'entre eux se propage dans le guide de manière indépendante avec sa propre constante de propagation. La superposition de ces modes excités engendre généralement une distribution de champ résultante désordonnée à cause des interférences multiples. Cependant, l'auto-imagerie du champ d'entrée peut être obtenue à certaines positions le long du guide, là où les modes excités se retrouvent en phase. Après la première démonstration des interférences modales dans un guide d'onde planaire, celles-ci ont été intensivement étudiées et l'effet d'auto-imagerie a été largement utilisé dans la conception et la fabrication de coupleurs et répartiteurs de haute performance en guide d'onde [SOLD.95]. La structure des interférences modales dans une fibre optique cylindrique est plus compliquée que celle des guides d'onde plans. Malgré cela, le processus d'auto-imagerie dans une fibre multimodale a été observé par Allison dès 1994 [ALLI.94]. Il a ensuite été exploité par plusieurs groupes pour diverses applications. Par exemple, pour réaliser des filtres passe-bandes [MOHA.06] pour réaliser une lentille convergente fortement chromatique [MOHA.04], élément qui a ensuite été repris pour construire un laser à fibre accordable [SELV.05]. Il a été proposé d'exploiter l'auto-imagerie dans une section de fibre multimodale à saut d'indice pour connecter avec de faible perte deux fibres à cristal photonique monomode [STAC.10].

La structure centrale d'un dispositif exploitant les interférences modales est un guide conçu pour guider un grand nombre de modes. En vue d'injecter et d'extraire la lumière du guide d'onde multimodal, un certain nombre de guides d'ondes d'accès (généralement unimodaux) peuvent être placés à ses entrée et sortie. Ces dispositifs sont alors dénommés coupleurs à interférences multimodales $R \times D$, où R et D sont le nombre de guides d'ondes d'entrée et de sortie respectivement. Une analyse de la propagation modale est l'approche la plus complète pour décrire ces phénomènes d'auto-imagerie dans les guides multimodaux. Des modélisations simples comme le lancer de rayons [ULRI.75a], ont aussi été utilisées pour décrire ce phénomène. Sur cette base Ulrich a établi que des répliques du champ d'entrée se forment chaque fois que la distance de propagation est un multiple entier de la distance élémentaire $L=4nW^2/\lambda$ où W est la largeur du guide, n l'indice de réfraction et λ la longueur d'onde. Dans ce qui suit j'ai repris l'analyse de la propagation guidée également proposée par Ulrich et ses coopérateurs [ULRI.75b] pour illustrer et expliquer de manière générale la formation d'images périodiques.

II.2. Grandeurs caractéristiques du processus d'auto-imagerie multimodale

La figure III.1 montre un guide d'onde multimodal à saut d'indice de largeur w , n_c et n_g sont les indices de réfraction du cœur et la gaine respectivement. Le guide peut guider m modes transverses de numéro modal $n = 0, 1, \dots (m - 1)$ à une longueur d'onde λ_0 dans le vide. La constante de propagation transverse κ_n , et la constante de propagation β_n du $n^{\text{ième}}$ mode guidé, sont liées à l'indice du cœur n_c , par l'équation de dispersion:

$$\kappa_n^2 + \beta_n^2 = \kappa_0^2 n_c^2 \quad (3.1)$$

Avec :

$$\kappa_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ et } \kappa_n = \frac{(n+1)\pi}{w_{en}} \quad (3.2)$$

où w_{en} est la largeur effective du $n^{\text{ième}}$ mode, qui prend en compte la profondeur de pénétration de chaque mode dans la gaine.

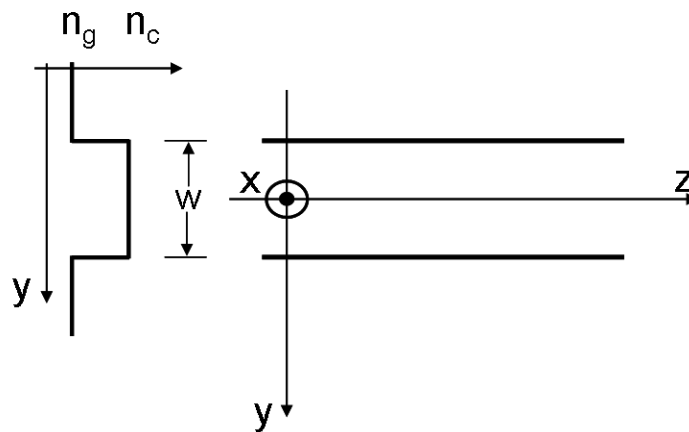


Figure III.1: Représentation en deux dimensions d'un guide d'onde multimodal à saut d'indice; l'indice du cœur et de la gaine (à gauche), et système de coordonnées (à droite).

Pour les guides d'onde à contraste d'indice élevé, la profondeur de pénétration est très faible, donc $w_{en} \approx w$. En général, la largeur effective w_{en} peut être approchée par la largeur effective du mode fondamental correspondant [KAPA.72], notée w_e :

$$w_{en} \approx w_e = w + \left(\frac{\lambda}{\pi} \right) \left(\frac{n_g}{n_c} \right)^{2\sigma} (n_c^2 - n_g^2)^{-1/2} \quad (3.3)$$

où $\sigma = 0$ pour les modes TE et $\sigma = 1$ pour les modes TM. En utilisant le développement limité au premier ordre de l'expression $(1 - \frac{k_n^2}{k_0^2 n_c^2})$ avec $\kappa_n^2 \ll \kappa_0^2 n_c^2$, et en utilisant les équations (3.1) à (3.3), on peut écrire la constante de propagation β_n , sous la forme:

$$\beta_n \approx \kappa_0 n_c - \frac{(n+1)^2 \pi \lambda_0}{4 n_c w_e^2} \quad (3.4)$$

L'équation (3.4), montre que la constante de propagation du mode n dans un guide multimodal à saut d'indice évolue de façon quadratique avec le numéro de mode n considéré.

La distance de propagation conduisant à la reconstruction de l'image d'entrée ne pourra pas être plus courte que la distance nécessaire aux deux modes de plus proche constante de propagation pour cumuler une différence de phase de 2π . Ces deux modes sont ici les modes d'ordre les plus bas. La longueur de battement ($2L_\pi$) entre les deux modes d'ordres les plus bas s'écrit:

$$L_\pi = \frac{\pi}{\beta_0 - \beta_1} \approx \frac{4 n_c w_e^2}{3 \lambda_0} \quad (3.5)$$

En utilisant l'équation (3.4), l'écart entre les constantes de propagation du mode n et du mode fondamental peut être exprimé sous la forme:

$$(\beta_0 - \beta_n) \approx \frac{n(n+2)\pi}{3L_\pi} \quad (3.6)$$

II.2.1. Analyse de la propagation

Un champ d'entrée en $z = 0$, de distribution \mathcal{G} totalement contenue dans w_e (figure III.2), peut être décomposé $\psi(y,0)$ en une somme des distributions des champs de tous les modes $\varphi_n(y)$.

$$\psi(y,0) = \sum_{n=0}^m C_n \varphi_n(y) \quad (3.7)$$

La sommation doit être comprise comme incluant les modes guidés et des modes radiatifs. Cependant si le champ d'entrée $\psi(y,0)$ est assez étroit pour ne pas exciter les modes non guidés, il peut être décomposé en modes guidés uniquement $\varphi_n(y)$. Le coefficient d'excitation C_n peut être estimé à l'aide des intégrales de recouvrement entre le champ initial et les modes, comme on va le préciser dans la partie II.4.1.

Le profil du champ à une distance z dans le guide peut alors être écrit comme une superposition de toutes les distributions de champs des modes guidés:

$$\psi(y, z) = \sum_{n=0}^m C_n \varphi_n(y) \exp[j(\omega t - \beta_n z)] \quad (3.8)$$

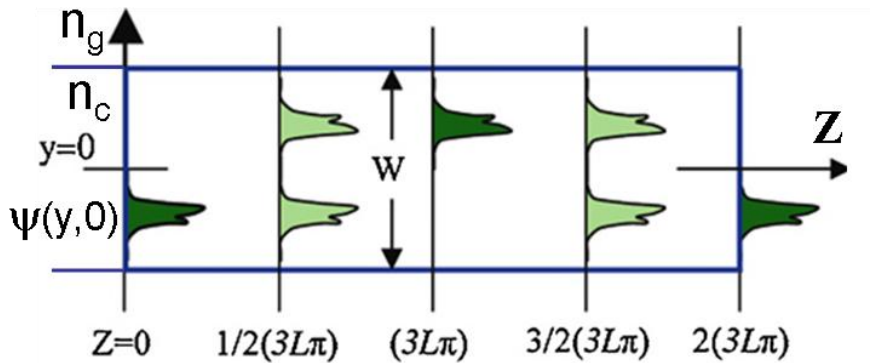


Figure III.2: Plans d'imagerie dans un guide d'onde multimodal du champ d'entrée $\psi(y,0)$: image inversée à $(3L\pi)$, image directe unique à $2(3L\pi)$, et images doubles à $1/2(3L\pi)$, et $3/2(3L\pi)$.

En divisant chaque terme de cette somme par le terme de phase du mode fondamental $\exp(j(\omega t - \beta_0 z))$, le profil du champ $\psi(y, z)$ devient:

$$\psi(y, z) = \sum_{n=0}^m C_n \varphi_n(y) \exp[j(\beta_0 - \beta_n)z] \quad (3.9)$$

En substituant (3.6) dans (3.9) on obtient une expression du champ à une distance $z = L$:

$$\psi(y, L) = \sum_{n=0}^m C_n \varphi_n(y) \exp\left[j \frac{n(n+2)\pi}{3L_\pi} L\right] \quad (3.10)$$

La forme de $\psi(y, L)$, et par conséquent les types d'images formées, seront déterminés par le coefficient d'excitation C_n , et les propriétés du facteur de phase de chaque mode :

$$\exp\left[j \frac{n(n+2)\pi}{3L_\pi} L\right] \quad (3.11)$$

On verra que, dans certaines circonstances, le champ $\psi(y, L)$ sera une reproduction (auto-imagerie) du champ d'entrée $\psi(y, 0)$.

Nous appelons interférences généralisées, les mécanismes d'auto-imagerie qui sont indépendants de l'excitation modale et interférences limitées, celles qui sont obtenues en n'excitant que certains modes.

Le facteur $n(n+2)$ et la fonction $\varphi_n(y)$ dans l'équation (3.10) satisfont les propriétés suivantes :

$$n(n+2) = \begin{cases} \text{pair pour } n \text{ pair} \\ \text{impair pour } n \text{ impair} \end{cases} \quad (3.12)$$

$$\varphi_n(-y) = \begin{cases} \varphi_n(y) \text{ pour } n \text{ pair} \\ -\varphi_n(y) \text{ pour } n \text{ impair} \end{cases} \quad (3.13)$$

Cette section étudie les mécanismes d'interférences qui sont indépendants de l'excitation modale, c'est-à-dire que nous ne posons aucune condition sur les coefficients C_n pour commenter la périodicité de l'équation (3.11):

II.2.1.1. Images uniques

L'équation (3.10) montre que $\psi(y, L)$ sera une image de $\psi(y, 0)$ si:

$$\exp\left[j \frac{n(n+2)\pi}{3L_\pi} L\right] = 1 \quad \text{ou} \quad (-1)^n \quad (3.14)$$

La première condition signifie que le déphasage accumulé par tous les modes en $z=L$ est un multiple entier de 2π . Dans ce cas, tous les modes guidés interfèrent avec les mêmes phases relatives qu'en $z=0$, et le champ résultant est une réplique exacte ou directe du champ d'entrée. La seconde condition signifie que les déphasages accumulés sont alternativement des multiples pairs et impairs de π . Dans ce cas, les modes pairs sont en phase et les modes impairs sont en opposition de phase. En raison de la symétrie impaire indiquée dans (3.13), les interférences généralisées de tous les modes produisent une image "miroir" par rapport au plan $y=0$. Au vu de l'équation (3.13), il est évident que les premières et deuxièmes conditions (3.14) seront remplies aux distances :

$$L = p(3L_\pi) \quad \text{avec } p = 0, 1, 2, \dots \quad (3.15)$$

p pair conduisant à former une image exacte alors que p impair conduit à une image inversée. Le facteur p montre le caractère périodique de l'imagerie réalisée dans le guide d'onde multimodal. Qu'elles soient directes ou "en miroir", les images individuelles du champ d'entrée $\psi(y, 0)$ seront donc formées par les interférences généralisées des modes excités à des distances z qui sont, respectivement, des multiples pairs et impairs de la longueur $(3L_\pi)$, comme le montre la figure III.2. On notera également que la période d'imagerie calculée ici est identique à celle donnée par Ulrich sur la base d'une approche purement géométrique mentionnée plus haut.

II.2.1.2. Images multiples

En plus des images uniques, aux distances données par l'équation (3.15), des images dédoublées peuvent aussi être trouvées. Considérons d'abord les champs résultants obtenus à mi-chemin entre les positions d'images directes et inversées, c'est à dire, à des distances:

$$L = \frac{P}{2}(3L_\pi) \quad \text{avec } p = 1, 3, 5, \dots \quad (3.16)$$

Le champ total à ces longueurs se calcule en substituant l'équation (3.16) dans l'équation (3.10) avec p entier impair.

$$\psi(y, \frac{P}{2}3L_\pi) = \sum_{n=0}^m C_n \varphi_n(y) \exp \left[jn(n+2)p \left(\frac{\pi}{2} \right) \right] \quad (3.17)$$

Tenant compte de la propriété énoncée dans l'expression (3.12) et des conditions de symétrie des champs de mode indiquées dans (3.13), l'équation (3.17) peut être écrite comme:

$$\begin{aligned} \psi(y, \frac{P}{2}3L_\pi) &= \sum_{n \text{ pair}} C_n \varphi_n(y) + \sum_{n \text{ impair}} (-j)^p C_n \varphi_n(y) \\ &= \frac{1+(-j)^p}{2} \psi(y, 0) + \frac{1-(-j)^p}{2} \psi(-y, 0) \end{aligned} \quad (3.18)$$

L'équation (3.18), représente une paire d'images de $\psi(y, 0)$, en quadrature et avec des amplitudes multipliées par $\frac{1}{\sqrt{2}}$, à des distances $z = \frac{1}{2}(3L_\pi), \frac{3}{2}(3L_\pi), \frac{5}{2}(3L_\pi), \dots$ comme le montre la figure III.2. Ce phénomène d'images multiples peut être utilisé pour réaliser un coupleur 2 vers 2 équilibré [PENN.91, VEER.92].

Si l'approche ci-dessus permet de bien rendre compte des mécanismes de reconstruction d'image, d'inversion d'image et de dédoublement, en revanche elle s'appuie sur une expression analytique des constantes de propagation qui n'est qu'une approximation. Pour plus de précision on fait appel à la modélisation comme on le voit dans la partie suivante.

II.3. Modélisation des modes d'une fibre multimodale à saut d'indice

Dans cette section nous illustrons numériquement le processus d'auto-imagerie à travers l'exemple d'une fibre multimodale. Cette fibre, que j'ai utilisée dans mes expériences, est une fibre à saut d'indice passive (figure III.3). Le diamètre du cœur central est de 50 μm avec une ouverture numérique $ON = 0,06$.

La gaine interne a un diamètre de 200 μm et une ouverture numérique de 0,46. A la longueur d'onde 1550 nm qui sera notre longueur d'onde de travail, la fibre guide 6 modes dont les distributions d'intensité sont montrées figure II.4.

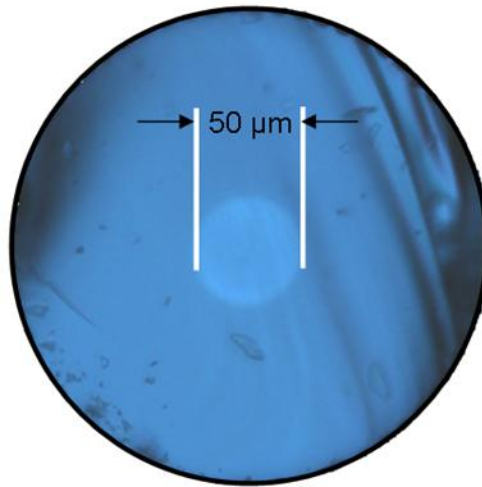


Figure III.3: Photographie au microscope de la face d'entrée de la fibre multimodale passive

Ces modes sont classés dans l'ordre décroissant de leur constante de propagation β . Les modes guidés sont calculés en résolvant les équations de Maxwell à l'aide du logiciel Comsol Multiphysics qui permet de résoudre des équations aux dérivées partielles (voir annexe A).

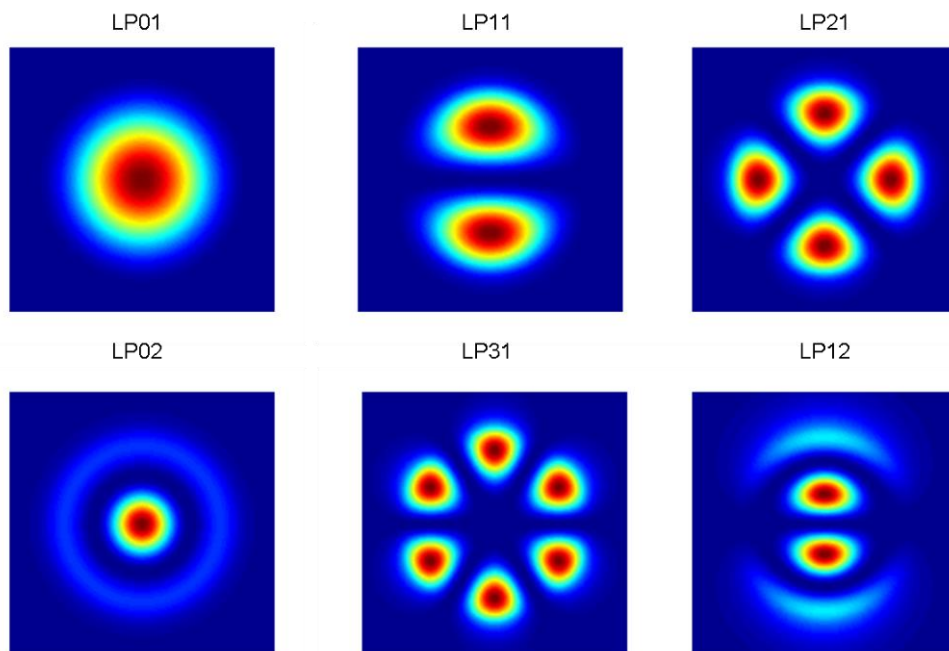


Figure III.4: Distributions: d'éclairement des six modes guidés dans la FMM à $\lambda=1550$ nm.

Le tableau III.1 indique ces constantes de propagation et l'indice effectif (n_e) correspondant. Le mode d'ordre le plus bas, qui possède la plus grande constante de propagation est le mode fondamental (LP01).

Mode/ β et n_e	LP01	LP11	LP21	LP02	LP31	LP12
$\beta \times 10^{-6} m^{-1}$	5.8581	5.85728	5.8561	5.8557	5.85471	5.8541
n_e	1.44513	1.44491	1.44463	1.44454	1.44429	1.44414

Tableau III.1: Constante de propagation β et indice effectif n_e pour les six modes guidés dans la FMM à la longueur d'onde de 1550 nm.

Le mode guidé d'ordre le plus élevé, ayant la constante de propagation la plus petite, est le mode LP12. Comme l'indique l'équation (2.2), la fréquence normalisée V est dépendante de la longueur d'onde. En choisissant des longueurs d'onde plus courtes on peut augmenter le nombre de modes guidés pour expliquer la dépendance de l'auto-imagerie sur les nombres de modes guides dans la fibre comme on verra dans la partie II.3.2. Ainsi, avec $V=6,08$ à $\lambda = 1550nm$ 6 modes sont guidés dans cette fibre, alors qu'à $\lambda = 1080nm$ ($V=8,73$) il existe 12 modes guidés, enfin à $\lambda = 800nm$ ($V=11,78$) 20 modes sont guidés. Les modes calculés pour les deux longueurs d'onde (1080nm et 880nm) sont montrés dans l'annexe A.

Dans la partie suivante nous mettons plus particulièrement en évidence les contraintes imposées par le nombre de modes excités sur le processus d'auto-imagerie dans une fibre multimodale.

II.3.1. Interférences modales dans une fibre multimodale

Un champ incident \mathcal{G} injecté dans le cœur d'une fibre multimodale (FMM) peut être décomposé (ψ) sur la base des modes guidés de cette fibre [SOLD.95, ZHAN.06], et sur le continuum des modes radiatifs. Le champ excité dans la fibre s'écrit donc:

$$\psi(x, y, z = 0) = \sum_{n=0}^m C_n \varphi_n(x, y, z = 0) \tag{3.19}$$

où m est le nombre de modes excités dans la FMM, $\varphi_n(x, y)$ le $n^{\text{ième}}$ mode guidé dans cette FMM et C_n est le coefficient d'excitation du $n^{\text{ième}}$ mode. C_n peut être déterminée à partir de l'intégrale de recouvrement suivante [JEAN 87, MOHA.06 et ZHU 08a] :

$$C_n = \frac{\iint_s \mathcal{G}_{f.mon.}(x, y) \times \varphi_n^*(x, y) ds}{\sqrt{\iint_s |\mathcal{G}_{f.mon.}(x, y)|^2 ds \iint_s |\varphi_n(x, y)|^2 ds}} \quad (3.20)$$

S'il n'existe pas de perturbations qui créent des échanges d'énergie entre les modes au cours de la propagation, tous les modes excités se propagent de façon indépendante à l'intérieur de la FMM, et le champ le long de la fibre multimodale peut être exprimé comme :

$$\psi(x, y, z) = \sum_{n=0}^m C_n \varphi_n(x, y) \exp(-j\beta_n z) = \exp(-j\beta_1 z) \sum_{n=0}^m C_n \varphi_n(x, y) \exp-j(\beta_n - \beta_1)z \quad (3.21)$$

où β_1 et β_n sont les constantes de propagation du mode fondamental et du $n^{\text{ième}}$ mode excité de la fibre multimodale, respectivement. On peut retrouver à partir de l'équation (3.21), les distances d'auto-imagerie, $Z_{\text{auto-imagerie}}$ à l'intérieur de la FMM.

$\psi(x, y, Z_{\text{auto-imagerie}}) = \psi(x, y, z = 0)$, lorsque la condition suivante est satisfaite pour tous les m modes :

$$(\beta_n - \beta_1)Z_{\text{auto-imagerie}} = \Delta\beta_n Z_{\text{auto-imagerie}} = q_n 2\pi \quad (q_n \text{ entier}) \quad (3.22)$$

L'équation (3.22) implique que la différence de phase entre les m modes et le mode fondamental du guide, est un multiple entier de 2π , c'est à dire que tous les modes excités sont en phase.

Nous considérons le cas simple d'une excitation centrée de la FMM par le mode d'une fibre unimodale standard, comme montré sur la figure III.5.

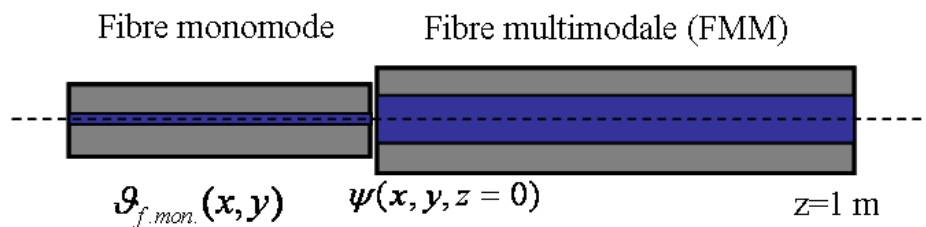


Figure III.5: Excitation centrée de la FMM par une fibre unimodale standard; $\varphi_{f.mon.}(x, y)$ est le champ du mode fondamental de la fibre d'injection et $\psi(x, y, z = 0)$ le champ décomposé sur la base de la FMM en $z=0$.

Le rayon du cœur de la fibre d'excitation est $4,1 \mu\text{m}$ et l'ouverture numérique est égale à $0,14$, plus grande que celle de la FMM ($ON=0,06$). Le diamètre du mode d'injection ($2\omega_{01} \sim 9,1 \mu\text{m}$) et le diamètre du mode fondamental de la FMM ($2\omega_{02} \sim 43 \mu\text{m}$) à $\lambda=1550 \text{ nm}$ est montré figure III.6. La Figure III.6 montre les distributions d'éclairement et les profils correspondants calculés du mode fondamental (LP01) de la fibre d'injection et de la fibre multimodale à la longueur d'onde de 1550 nm . Dans le cas d'une excitation centrée, seuls les modes de type LP_{0n} à symétrie de révolution peuvent être excités.

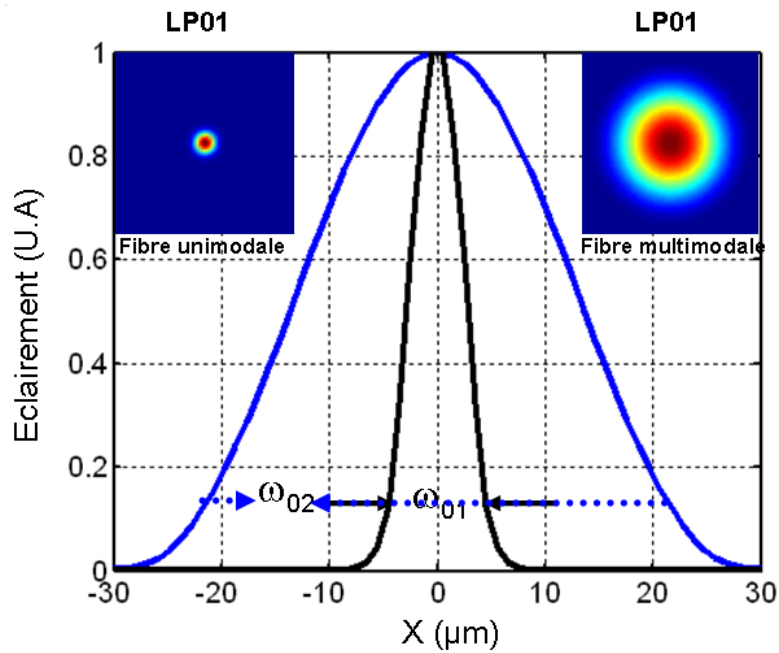


Figure III.6: Distribution d'éclairement et profil d'éclairement du mode fondamental de la fibre d'injection et de la fibre multimodale (ω_{01} et ω_{02} sont les rayons du mode fondamental de la fibre d'injection et la FMM).

La figure III.7 présente les distributions spatiales de champ des modes LP_{01} , LP_{02} , LP_{03} et LP_{04} . La fibre multimodale considérée guide ces quatre modes à $\lambda=800 \text{ nm}$, les 3 premiers (LP_{01} , LP_{02} , LP_{03}) à $\lambda=1080 \text{ nm}$ et seulement les deux premiers (LP_{01} , LP_{02}) à $\lambda=1550 \text{ nm}$.

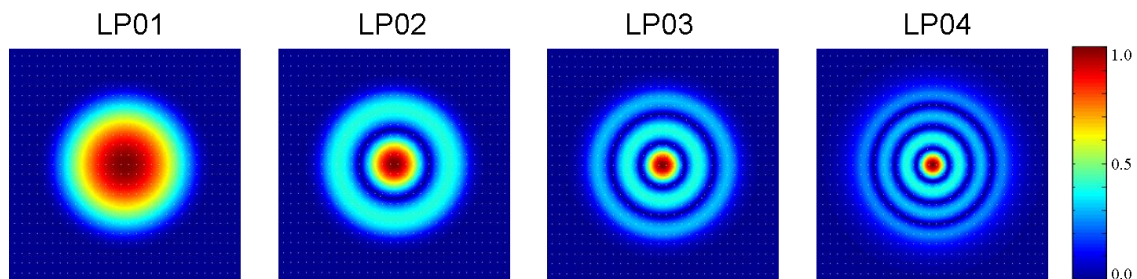


Figure III.7: Le champ des quatre modes guidés sous excitation centrée, à la longueur d'onde de 800 nm .

Le module du champ des deux modes excités à $\lambda=1550$ nm et leur superposition en phase sont montrés figure III.8.a. Les Figures III.8.b et III.8.c montrent les distributions de champs en module et leurs superpositions en phase aux longueurs d'onde de 1080 nm et 800 nm respectivement. On peut calculer le coefficient d'excitation C_n entre le mode d'injection et les modes LP_{0n} excités dans la FMM en utilisant l'équation (3.20) qui dépend de la longueur d'onde utilisée. A la longueur d'onde de 1550 nm les coefficients d'excitation en champ pour le mode fondamental (LP₀₁) et le mode LP₀₂ sont 0,55 et 0,44 respectivement. Cela signifie que l'énergie maximale transportée dans la fibre par les deux modes s'élève à 0,49% de l'énergie injectée. Cette faible valeur est liée au petit nombre de modes excités et à la différence de taille entre le faisceau d'entrée et la distribution transverse des modes. Avec l'augmentation du nombre de modes guidés le couplage énergétique devient plus efficace. Par exemple, à 1080nm, les coefficients d'excitation C_n pour les trois modes excités sont 0,36 pour le mode LP₀₁, 0,48 pour le mode LP₀₂ et 0,72 pour le mode LP₀₃ et l'énergie transportée dans la fibre par ces modes atteint 59% de l'énergie d'entrée. Avec l'excitation de quatre modes à 800 nm, les coefficients d'excitation pour ces modes sont 0,32, 0,45, 0,47 et 0,42 et l'énergie portée par ces modes augmente à 72% de l'énergie initiale. De manière générale les pertes liées au couplage dans la fibre sont donc dues d'une part, au fait que l'ensemble des modes guidés ne forme pas une base suffisante pour la décomposition fidèle du champ incident et, d'autre part, au fait que le profil d'entrée est très différent des modes guidés. L'énergie perdue est couplée à des modes radiatifs.

La figure III.8 montre que, dans le cas particulier considéré, lorsque tous les modes excités sont en phase, un faisceau unilobe d'allure quasi gaussienne est reconstruit en sortie et constitue une image du champ d'entrée, à un coefficient d'expansion près. On rejoint ainsi la problématique liée à l'obtention d'une émission laser de bonne qualité spatiale en sortie d'une fibre active multimodale. C'est cette problématique que nous allons développer dans la suite de ce chapitre avec des fibres multimodales à cœur unique ou multicœurs.

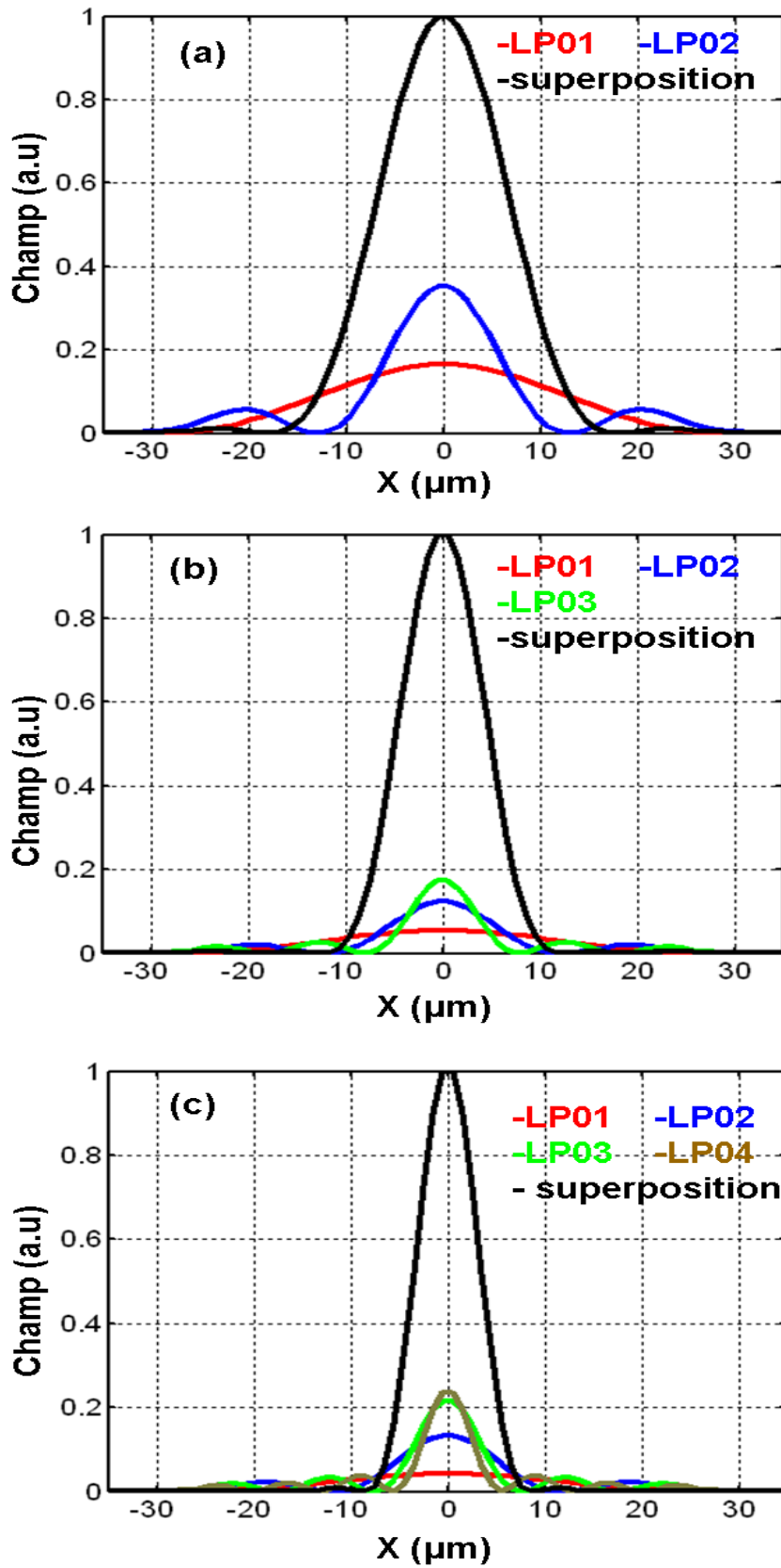


Figure III. 8: Distribution du module du champ des modes LP_{0n} excités dans la fibre multimodale et leur superposition en phase à différentes longueurs d'onde (a: $\lambda = 1550$ nm, b: $\lambda = 1080$ nm et c : $\lambda = 800$ nm)

II.3.2. Critère de qualité du processus d'imagerie multimodale : paramètre d'auto-imagerie η

Pour évaluer la qualité du processus d'auto-imagerie, nous avons défini un paramètre η exprimé de la façon suivante :

$$\eta(z) = \frac{\sum_{n=0}^m C_n \cdot \varphi_n(x, y) \cdot \exp(j\beta_n z)}{\sum_{n=0}^m C_n \cdot \varphi_n(x, y)} \quad (3.23)$$

où m désigne le nombre de modes guidés dans la fibre multimodale, $\varphi_n(x, y)$ est le champ du $n^{\text{ième}}$ mode guidée dans la FMM, β_n est la constante de propagation du mode n et z la distance considérée depuis la face d'entrée du guide. Ce paramètre permet de quantifier le degré de ressemblance du champ image avec le champ objet initial (champ excité dans la fibre, au niveau de la face d'entrée). Il exprime la qualité de mise en phase des modes guidés excités. Le module de η prend sa valeur maximale de 1 lorsque tous les modes sont parfaitement en phase, et il décroît à mesure que le déphasage entre modes excités augmente. Pour $\eta = 1$, le champ image (par exemple à la sortie de la fibre) est strictement identique à celui excité en entrée de fibre en l'absence de tout couplages modaux au cours de la propagation dans le guide. Dans le cas particulier considéré précédemment, on peut donc retrouver à la sortie de la fibre qui serait située dans un plan image, une distribution de champ quasi-gaussienne.

La figure III.9a, montre l'évolution périodique du paramètre η , calculé à 1550 nm pour les deux modes excités (LP_{01} et LP_{02}), en fonction de la distance de propagation dans la fibre multimodale sur les 20 premiers millimètres. Sur cette figure, on retrouve périodiquement l'image la plus ressemblante du champ d'entrée ($Z_{\text{auto-imagerie}} = p \cdot 2,64$ mm avec $p = 1, 2, \dots$). Cette valeur de 2,64 mm est égale à la longueur de battement définie plus haut ($2 \cdot L_{\pi} = 2,64$ mm) entre les modes LP_{01} et LP_{02} qui sont excités dans la fibre à la longueur d'onde de 1550 nm. Cela peut s'expliquer par le fait que les modes excités sont centrosymétriques et qu'il n'y a pas formation d'images « miroirs » inversées mais seulement d'images directes. A ces distances, le paramètre d'auto-imagerie $\eta(z)$ est égal à 1, c'est-à-dire que la qualité du processus d'auto-imagerie est la meilleure possible.

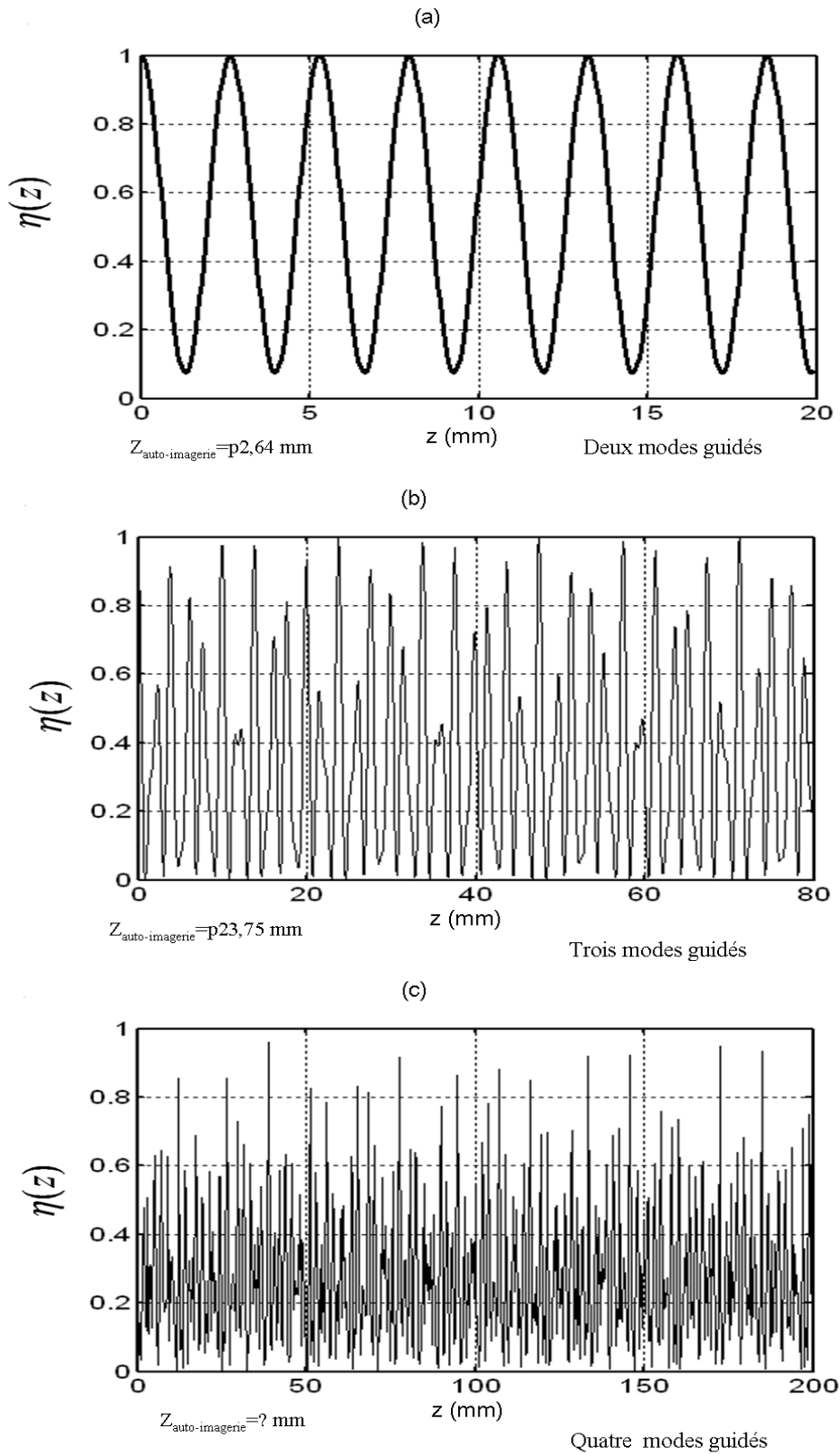


Figure III. 9: Facteur de paramètre d'auto-imagerie $\eta(z)$ en fonction de la distance z (la longueur de la fibre), à différentes longueurs d'onde, a: $\lambda=1550$ nm deux modes sont excités (LP01 et LP02), b: $\lambda=1080$ nm trois modes sont excités (LP01, LP02 et LP03) et c : $\lambda=800$ nm quatre modes sont excités (LP01, LP02, LP03 et LP04).

Les figures III.9b et III.9c montrent l'évolution du paramètre $\eta(z)$ dans la fibre multimodale aux longueurs d'onde de 1080 nm et 800 nm respectivement. Ces figures montrent clairement que l'augmentation du nombre de modes excités dans la fibre conduit à une augmentation de la distance d'auto-imagerie. Par exemple dans le cas de l'excitation des 3 premiers modes LP_{0n} ($\lambda=1080nm.$), cette distance est de $Z_{\text{auto-imagerie}} = p23.75mm$ et le paramètre d'auto-imagerie $\eta(z)$ diminue faiblement avec pour maximum $\sim 0,99$. Avec l'excitation des 4 premiers modes LP_{0n} ($\lambda=800nm$), le paramètre d'auto-imagerie η ne dépasse pas $\sim 0,97$ sur les 200 premiers millimètres. La reproduction du champ d'entrée sur cette distance n'est pas parfaite, même si le degré de ressemblance est encore excellent à $z\sim 38,9$ mm ou $z=184,5$ mm par exemple. L'augmentation du nombre de modes excités dans la fibre, allonge très rapidement la distance d'auto-imagerie. Cette distance correspond alors au plus petit commun multiple des longueurs de battement entre modes guidés. Il arrive également que cette congruence n'existe plus pour l'ensemble des modes et le paramètre d'auto-imagerie η commence alors à diminuer faiblement. Plusieurs études sur le processus d'auto-imagerie dans une fibre multimodale ont proposé des relations approchées pour calculer les distances d'auto-imagerie. Par exemple Zhu et al ont étudiés numériquement l'évolution de la longueur ($Z_{\text{auto-imagerie}}$) d'auto-imagerie avec le diamètre du cœur ϕ_m d'une fibre multimodale. Ils en ont déduit une formule empirique présentée dans l'équation (3.24) [ZHU 08a].

$$Z_{\text{auto-imagerie}} = 4040 * \phi_m^2 / mm \quad \text{en mm} \quad (3.24)$$

Dans cette équation on observe que la longueur d'auto-imagerie est directement proportionnelle au carré du diamètre de la fibre mais, cette expression n'est valable que pour les fibres de grand diamètre du cœur.

Dans cette partie on peut conclure que dans une fibre multimodale, la distance d'auto-imagerie croît très rapidement avec le nombre de modes guidés (évolution quadratique selon la référence [ZHU 08a]). Des plans intermédiaires permettent de retrouver des distributions de champ proche de la version initiale avec un degré de ressemblance qui décroît lorsque le nombre de mode excités augmente. Il faut relever également que la distance parcourue pour construire des images répliques devient de plus critique en termes de tolérance au fur et à mesure de l'augmentation du nombre de modes mis en jeu. Par ailleurs tous les raisonnements ci-dessus ont été tenus pour un rayonnement monochromatique. Il est bien évident qu'ils sont à reconsidérer pour des rayonnements polychromatiques du fait de la dispersion chromatique

des constantes de propagation qui varie d'un mode à un autre. Dans la suite de ce rapport, nous allons focaliser notre attention sur l'excitation par un faisceau gaussien centré sur l'axe de la fibre multimodale précédemment décrite, à la longueur d'onde de 1550nm.

III. Laser à fibre multimodale à filtrage spatial par auto-imagerie

III.1. Oscillateur laser à fibre de grande aire exploitant le processus d'auto-imagerie

Pour obtenir une image du champ d'entrée à la sortie de la fibre de grande aire modale afin d'émettre un faisceau de bonne qualité spatiale, il faudrait couper la fibre à une longueur précise qui doit être égale ou multiple de la distance d'auto-imagerie définie plus haut (2,64 mm dans la FMM lorsque les deux modes LP01 et LP02 sont excités à 1550nm). C'est ce qui a été fait dans les travaux concurrents de Zhu et al. [ZHU 08b] qui ont été menés pendant que j'effectuais mes propres recherches. Ils ont exploité une fibre fortement dopée à verre phosphate de 10236 mm de long comme milieu laser. Bien entendu, il n'est pas envisageable en pratique de réaliser cela sur une fibre de longueur métrique, d'autant plus que dans un environnement non protégé cette longueur varie sous l'influence des variations thermiques environnantes. En pratique, la fibre utilisée est coupée à une longueur quelconque. La seule contrainte est que cette longueur soit suffisamment grande pour contenir un très grand nombre de fois la longueur de battement entre les deux modes excités d'ordre le plus bas. Nous verrons par la suite l'intérêt de cette condition. Cette fibre multimodale est insérée dans une cavité laser annulaire telle que celle schématisée sur la figure III.10. Cette architecture se distingue des travaux de [ZHU 08b] sur une cavité linéaire entièrement fibrée en autorisant plus de flexibilité au niveau de l'excitation et du filtrage et en permettant l'insertion d'un modulateur pour le déclenchement. Dans le schéma simplifié du dispositif expérimental présenté sur cette figure, le coupleur de sortie S prélève une fraction du faisceau en sortie de la fibre multimodale. La lumière prélevée est injectée dans une fibre unimodale de rétroaction par un système optique (lentilles L1 & L2) qui image la sortie de la fibre multimodale (plan P1) sur la face d'entrée de la fibre unimodale de contre-réaction (plan P2). Cette fibre réalise, grâce à un système imageur intermédiaire, un filtrage spatial du champ proche de sortie de la FGAM. Un isolateur impose le sens de circulation du rayonnement.

L'état de polarisation dans la cavité est géré par un contrôleur agissant sur la fibre de rétroaction. Le rayonnement collecté par cette fibre, éventuellement pré-amplifié par une fibre amplificatrice (PA), permet d'exciter sélectivement les modes de la FGAM. Le faisceau gaussien de la fibre de rétroaction sert de champ objet de bonne qualité spatiale, que la fibre multimodale doit imager à son autre extrémité pour émettre un faisceau d'aussi bonne qualité spatiale, malgré une propagation dans un guide multimodal. Pour ne pas avoir à couper la fibre multimodale avec une grande précision, nous exploitons un degré de liberté supplémentaire au système, qui est la longueur d'onde d'émission.

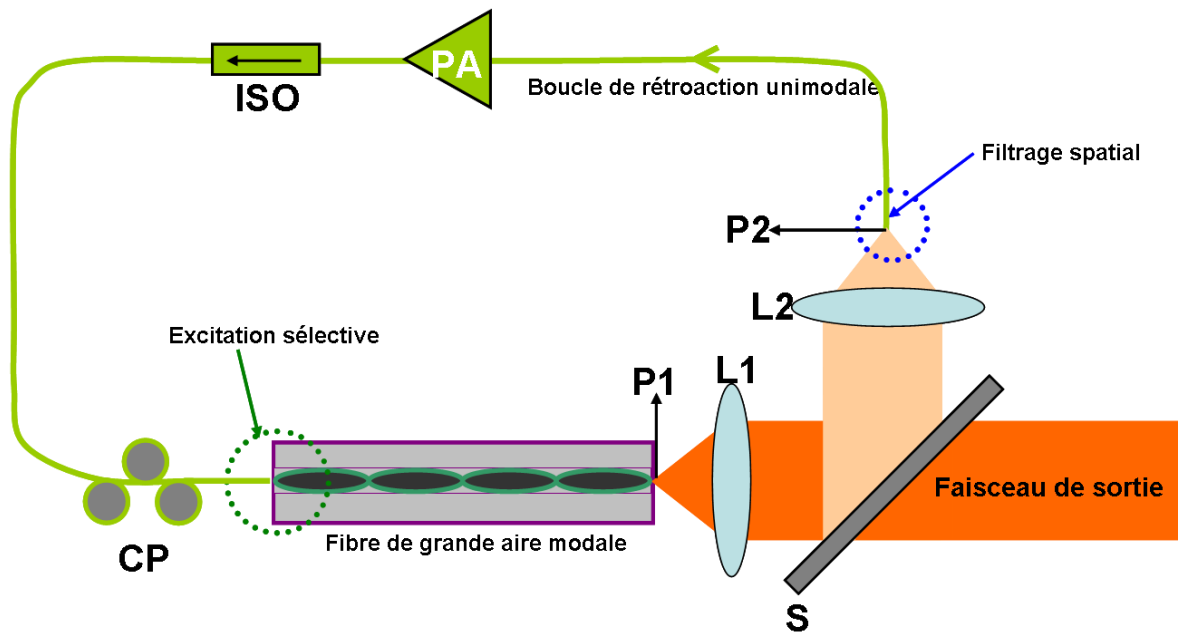


Figure III.10: Schéma de principe du laser à fibre multimodale, L1 et L2 sont les lentilles du système d'imagerie, S coupleur de sortie, PA : pré-amplificateur, ISO: isolateur, CP: Contrôleur de polarisation, P1 : face de sortie de la fibre multimodale, P2 : face d'entrée de la fibre unimodale de contre-réaction.

La bande spectrale dans laquelle l'émission peut avoir lieu n'est limitée par aucun composant de la cavité, la seule cause de limitation étant la bande de gain de l'ion ytterbium dans sa matrice silice. Or, cette bande de gain est large et peut atteindre potentiellement plusieurs nanomètres à plusieurs dizaines de nanomètres. Ainsi, pour une longueur de fibre donnée, le système laser ajuste son spectre d'émission pour minimiser les pertes intracavité, ce qui revient à optimiser le coefficient de surtension de la cavité en ajustant la distribution spatiale du champ en sortie de la FGAM. C'est ce même degré de liberté qui conduit à la mise en phase par auto-organisation dans les lasers à bras amplificateurs multiples en parallèle.

III.2. Laser à fibre multimodale à 50 μm de diamètre de cœur

La fibre multimodale est excitée par le mode fondamental sortant de la fibre unimodale de rétroaction dont les caractéristiques sont montrées en figure III.6a. Les deux fibres sont en butée l'une contre l'autre donc sans système optique d'injection. Il est également envisageable de souder les deux fibres pour éviter toute interface entre les guides. Le diamètre du mode d'injection à $1/e$ en champ est de 9,1 μm , bien inférieur à celui du mode fondamental de la fibre multimodale qui a un diamètre proche de 43 μm à la longueur d'onde de 1550 nm (figure III.6a). Le faisceau d'injection ne correspondant pas à un des modes de la fibre multimodale, il est décomposé sur la base modale de la FMM. Différentes combinaisons de modes peuvent être excitées selon la position transversale de la fibre unimodale par rapport à l'axe de la FMM (figure III.11).

Dans cette figure, la courbe grise intitulée " $sum(C_n^2)$ " représente la proportion d'énergie du faisceau d'entrée couplée dans l'ensemble des modes guidés de la FMM. On observe que dans le cas d'un centrage parfait entre la fibre unimodale et la FMM, seuls les deux modes à symétrie de révolution LP₀₁ et LP₀₂ sont excités. Avec près de 20% de l'énergie incidente guidée par le mode LP₀₁ et 29% portée par le mode LP₀₂, ~49% de l'énergie incidente est guidée dans la FMM. La combinaison linéaire de ces deux modes permet de former l'image du champ d'entrée à des distances égales à des multiples entiers de la longueur de battement (équation (3.5)) entre les deux modes. En décalant la fibre unimodale par rapport à l'axe de la FMM, on excite les autres modes de cette dernière comme le montre la Figure III.11.

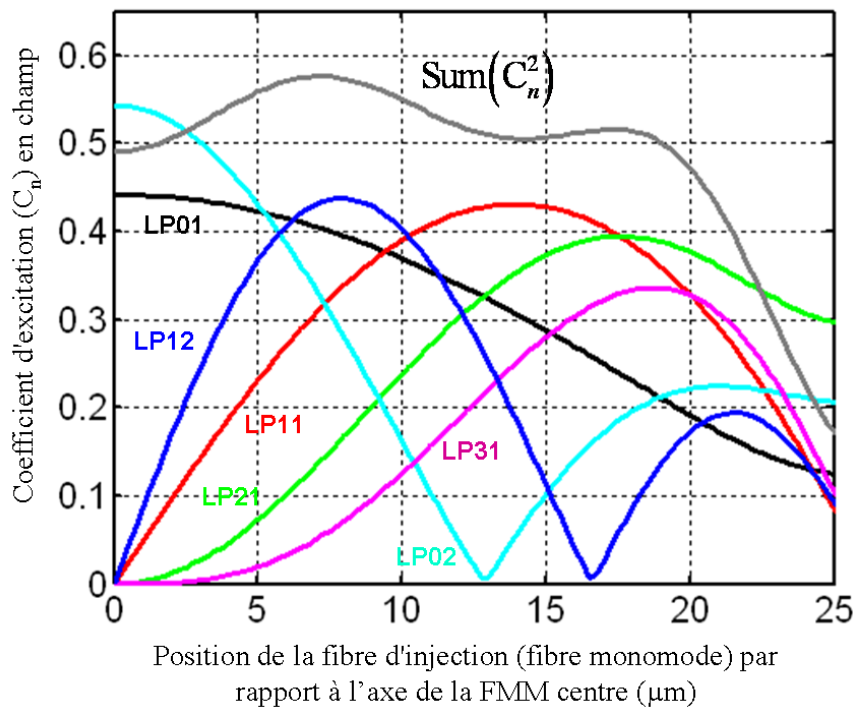


Figure III.11: Valeur absolue du coefficient d'excitation du mode gaussien injecté vers les 6 modes guidés dans la FMM en fonction du décalage transversal de la fibre d'injection par rapport à l'axe de la FMM.

III.2.1. Excitation centrée

La Figure III.12a montre la géométrie du système d'excitation sélective en entrée de la FMM.

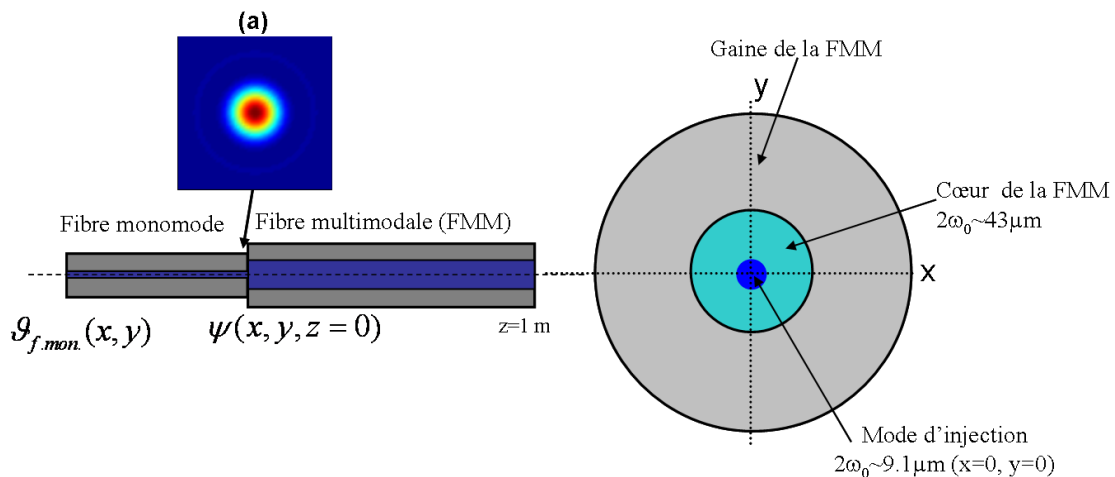


Figure III.12: Schéma du dispositif d'injection lorsque les deux fibres ont leurs axes de propagation colinéaires et confondus (injection centrée), $\mathcal{G}_{f.mon.}(x, y)$: est le champ du mode d'injection et $\psi(x, y, z = 0)$ est le champ décomposé sur les modes de la FMM.

La Figure III.13a montre le calcul numérique de l'évolution le long du guide du profil d'intensité suivant une section transverse radiale. Elle illustre sur les derniers millimètres de propagation juste avant 1m, les battements entre les deux modes excités dans la FMM.

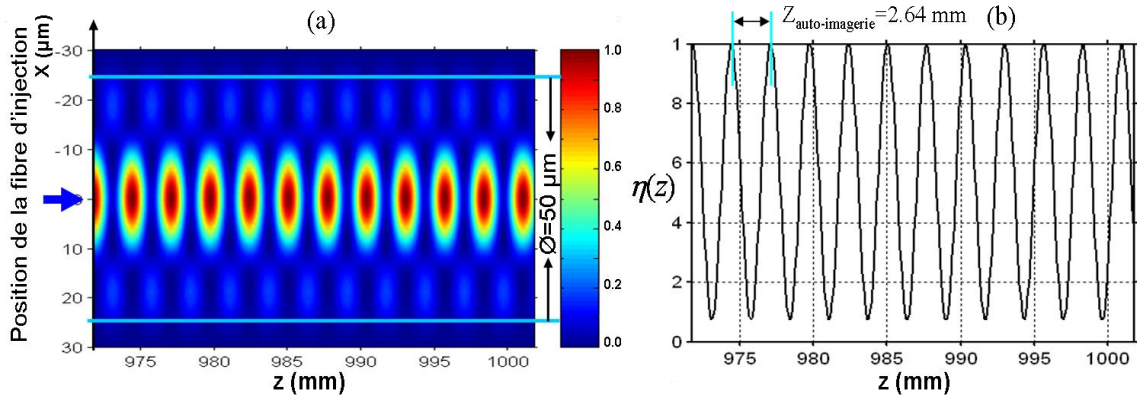


Figure III. 13: Résultats numériques à $\lambda = 1550 \text{ nm}$ calculés pour une excitation centrée de la FMM par le mode de la fibre unimodale, a): évolution du champ selon un axe transverse, guidé le long d'une portion de la FMM: b): évolution du paramètre d'auto-imagerie η sur l'axe de propagation.

La figure III.13b montre l'évolution du paramètre d'auto-imagerie η calculé à l'aide de la relation (3.23), sur la même portion du guide. L'évolution est périodique et montre clairement la longueur de battement entre les deux modes ($2L_{\pi}=2,64 \text{ mm}$). Sur l'axe de propagation on observe une amplitude crête maximale lorsque $\eta=1$ (paramètre d'auto-imagerie maximale). Dans les plans transverses correspondants, les deux modes excités sont en phase et la distribution d'éclairement (figure III.14b) est assez proche de celle en entrée de fibre à un facteur d'échelle près (figure III.12a).

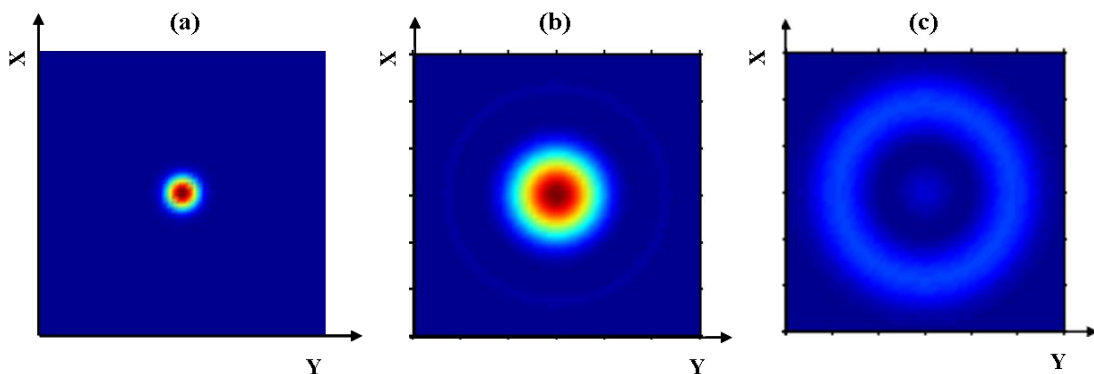


Figure III.14: Distributions d'éclairement calculées ; a): le mode d'injection ; combinaison des deux modes b) en phase et c) en opposition de phase à la longueur d'onde de 1550 nm.

Lorsque les deux modes sont en opposition de phase (figure III.14c), le paramètre d'auto-imagerie est minimale ($\eta(z) \approx 0,1$) la puissance de sortie étant distribuée suivant un anneau.

Expérimentalement, nous avons cherché à faire émettre en sortie de la fibre multimodale (et donc en sortie du laser décrit précédemment), un faisceau de bonne qualité spatiale, essentiellement unilobe, correspondant au cas où les deux modes excités sont en phase.

III.2.1.1. Etude expérimentale du laser à fibre multimodale excitée par un champ unimodal centré

L'étude expérimentale que nous avons effectuée est destinée à valider le principe d'imagerie multimodale dans un laser à fibre. Je décris dans un premier temps la mise en œuvre expérimentale puis je compare les résultats expérimentaux obtenus avec les résultats numériques montrés précédemment.

L'architecture laser expérimentée est celle schématisée figure III.10. Le coupleur de sortie S extrait la majeure partie (80%) du rayonnement hors de la cavité (séparatrice 20/80). Le signal collecté par la fibre unimodale de rétroaction est amplifié dans un amplificateur à fibre dopée erbium (Er^{+3}) pouvant délivrer jusqu'à 1W. Un dispositif de micro-positionnements permet d'ajuster et de contrôler avec précision la position de l'extrémité de sortie de la fibre d'injection (fibre unimodale de rétroaction) par rapport à la face d'entrée de la fibre multimodale. Cette fibre est coupée à une longueur approximative de 1m et elle est maintenue droite pour éviter tout couplage intermodal dans la fibre. Le couple de lentilles L_1 et L_2 image le plan P_1 sur la face d'entrée de la fibre unimodale, dans le plan P_2 . Dans ce plan, le champ est filtré spatialement par la fibre de collection. Les distances focales des lentilles $L_1 = 11$ mm, $L_2 = 4,5$ mm ont été choisies afin d'adapter au mieux la superposition en phase des deux modes LP01 et LP02 avec le mode de la fibre de rétroaction (SMF28). Toutes les autres combinaisons modales (LP01+LP02 avec un déphasage relatif autre que 0 modulo 2π) engendrent beaucoup plus de pertes dans le système laser que la combinaison en phase (voir l'évolution du champ dans la fibre figure 13a).

Dans le cas où un obstacle est placé en amont de la fibre unimodale de rétroaction, le système ne fonctionne qu'en amplificateur et n'émet que de l'émission spontanée amplifiée. Le faisceau de sortie est alors la somme incohérente (et large spectre) de tous les modes de la fibre, ce qui conduit à un faisceau étendu d'enveloppe gaussienne comme le montre l'enregistrement de la Figure III.15b. Lorsque la boucle de rétroaction est rétablie, le faisceau en sortie du laser (Figure III.15c) est unilobe et très semblable à celui injecté dans la fibre multimodale (Figure III.15a).

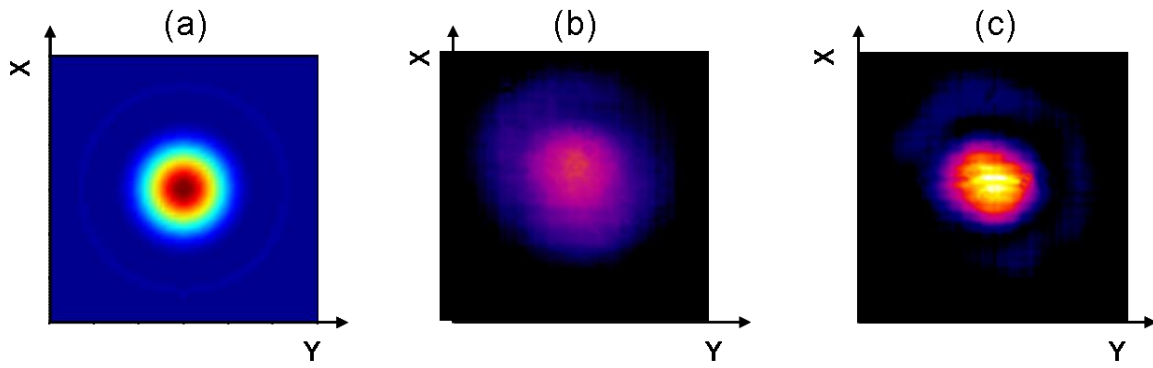


Figure III.15: Résultats obtenus avec la fibre de rétroaction parfaitement centrée par rapport à la FMM, a) : distribution d'intensité du faisceau calculée à l'entrée de la FMM à $\lambda=1550$ nm, b) : image enregistrée par la caméra IR sur la face de sortie de la FMM sans rétroaction et c) : le faisceau en sortie du laser.

Le filtrage réalisé par la fibre unimodale de rétroaction conduit, en sortie de fibre multimodale, à une combinaison en phase des deux modes LP01-LP02 comme montré numériquement sur la Figure III.12a. Cela signifie que le paramètre d'auto-imagerie est optimal dans cette configuration sans même avoir pris la précaution de couper la FMM à une longueur précise. C'est la dispersion chromatique des constantes de propagation et l'auto-organisation spectrale du laser qui apporte cette facilité. Ce processus est confirmé par le comportement spectral du laser. Selon certaines conditions, comme le niveau de pompage de l'amplificateur ou l'état de polarisation sélectionné dans la cavité, on note que le laser n'oscille que sur des raies spectrales bien particulières dans la bande de gain. Les deux exemples de spectres d'émission montrés en figure III.16c sont des enregistrements de raies adjacentes. Elles sont séparées de $\delta\lambda \sim 6$ nm, ce qui est en accord avec les calculs effectués. Une largeur de raie étroite d'environ 0,25 nm FWHM est un avantage supplémentaire du laser étudié.

La Figure 16 compare le calcul (figure III.16a) de l'évolution de la distribution spatiale en sortie de fibre suivant une section radiale en fonction de la longueur d'onde. Les comportements calculés sont conformes aux observations expérimentales. Les figures III.16b et 16d montrent les enregistrements en sortie du laser à 1561 nm et 1567 nm respectivement. Au final, les relations de phase entre les différents modes 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 affichée en sortie de FMM. Le laser oscille alors sur les fréquences de moindres pertes. La figure III.16a montre la réponse spectrale passive du système, donc calculée sans prise en compte du gain. Ces calculs montrent que le

battement de mode que l'on peut observer tout au long de la fibre à une longueur d'onde donnée (Figure III.13) a son pendant dans le domaine spectral à une longueur de fibre donnée (Figure III.16c). Ce battement modal conduit à une réponse spectrale modulée périodiquement.

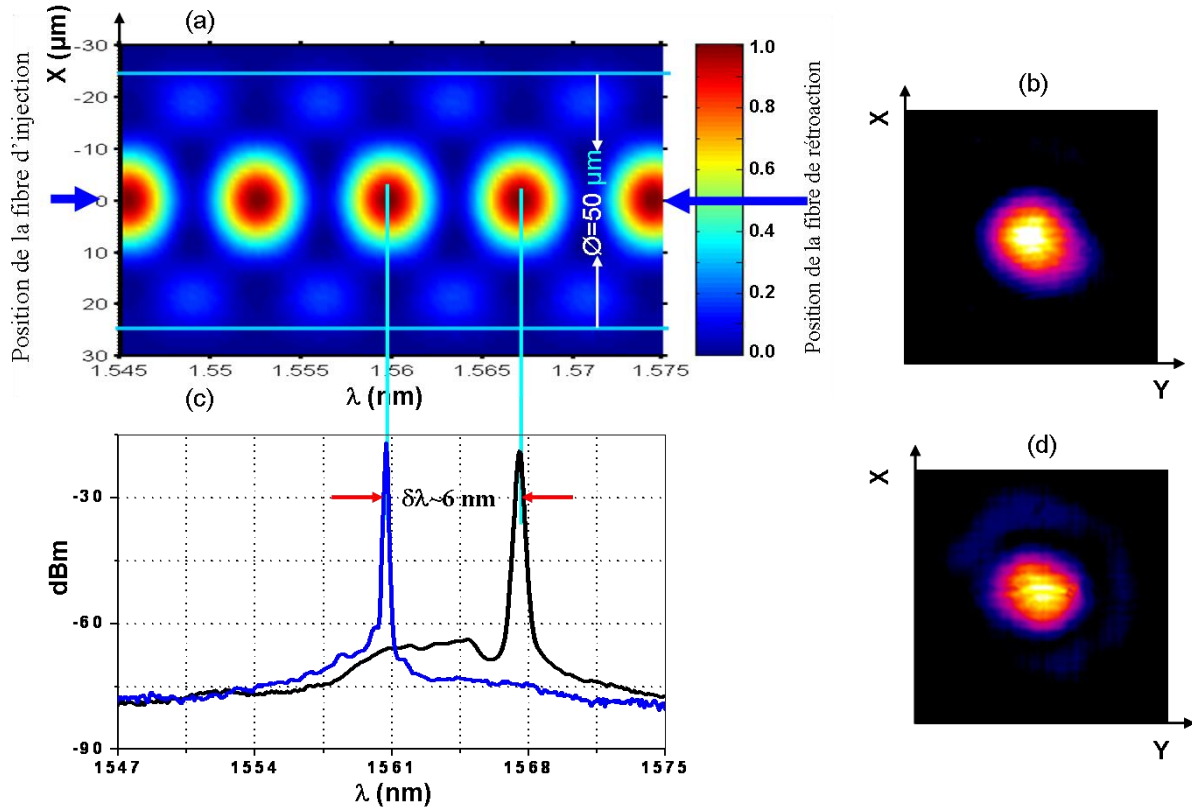


Figure III.16: Résultats obtenus avec l'excitation centrée de la FMM par la fibre unimodale ; a) : distribution d'intensité du champ calculée sur un axe transversal à la sortie de la FMM en fonction de la longueur d'onde du signal, c : spectres mesurés en sortie du laser; b, d : distribution spatiale d'intensité mesurée en sortie de la FMM pour le spectre représenté en bleu(b) et le spectre représenté en noir (d)

L'inconvénient principal d'une excitation centrée de la fibre multimodale est que le volume de gain dans une telle fibre supposée active, ne serait pas complètement exploité. En effet, on peut remarquer sur les figures III.13a et 16a que le champ n'est pas uniformément réparti sur la section du cœur tout au long de la fibre. Une amélioration possible, est de faire participer un plus grand nombre de modes au processus d'imagerie multimodale. C'est ce que nous allons voir dans la suite de ce chapitre.

III.2.2. Excitation excentrée

Pour augmenter le nombre de modes excités sans changer la taille du faisceau d'injection, nous avons décalé transversalement la fibre unimodale d'injection par rapport à la

fibre multimodale (figure III.17). Nous avons imposé un décalage de 15 μm entre les axes des deux fibres, comme montré sur la figure III.17. Dans ce cas de figure, les six modes guidés (LP01, LP11, LP21, LP02, LP31 et LP12) de la FMM sont théoriquement excités, avec des poids différents comme montré sur la figure III.11.

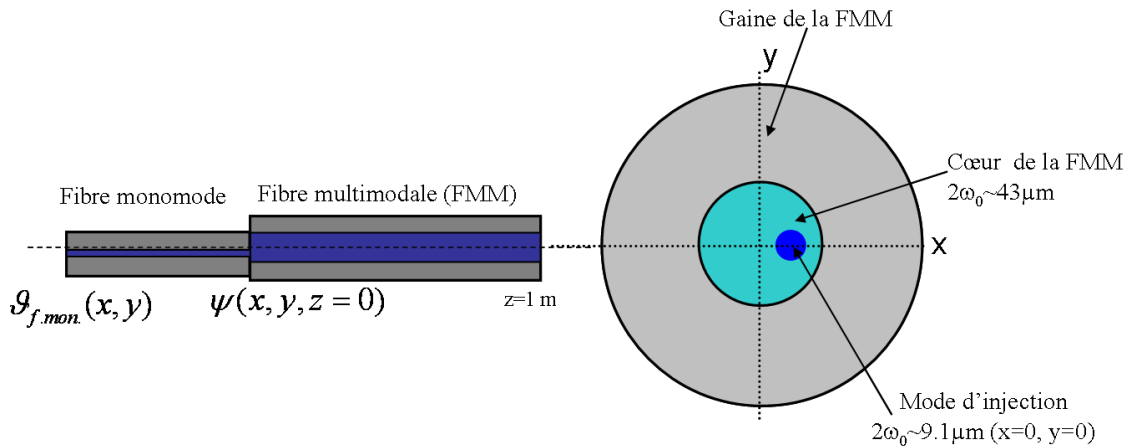


Figure II.17: excitation excentrée (décalage 15 μm entre les deux fibres) de la FMM par une fibre unimodale standard; $\mathcal{G}_{f.mon.}(x, y)$: est le champ du mode excitateur et $\psi(x, y, z=0)$ est le champ décomposé sur la face d'entrée de la FMM.

III.2.2.1. Etude numérique et expérimentale

L'augmentation du nombre de modes excités a une conséquence directe sur le phénomène d'auto-imagerie. Les battements de modes se traduisent par une modulation plus complexe que précédemment (injection centrée) que ce soit dans l'espace ou dans le domaine spectral, comme l'illustre les figures III.18-a. On notera, sur cette modélisation qui montre l'évolution avec la distance de la répartition d'intensité suivant une coupe radiale, qu'il existe des plans où l'énergie se concentre sur la zone d'excitation ou sur son symétrique par rapport à l'axe. En revanche ce que nous avons appelé le paramètre d'auto-imagerie η , n'atteint plus 100% pour une longueur de guide ici voisine du mètre. Dans les conditions considérées, proches de nos expériences, η ne dépasse pas 82% sur les 3 derniers centimètres de la fibre multimodale d'un mètre, à la longueur d'onde de 1550 nm, d'après les résultats numériques montrés figure III.18-b. De plus ce niveau est atteint pour une pseudo-image inversée, symétrique du faisceau d'excitation.

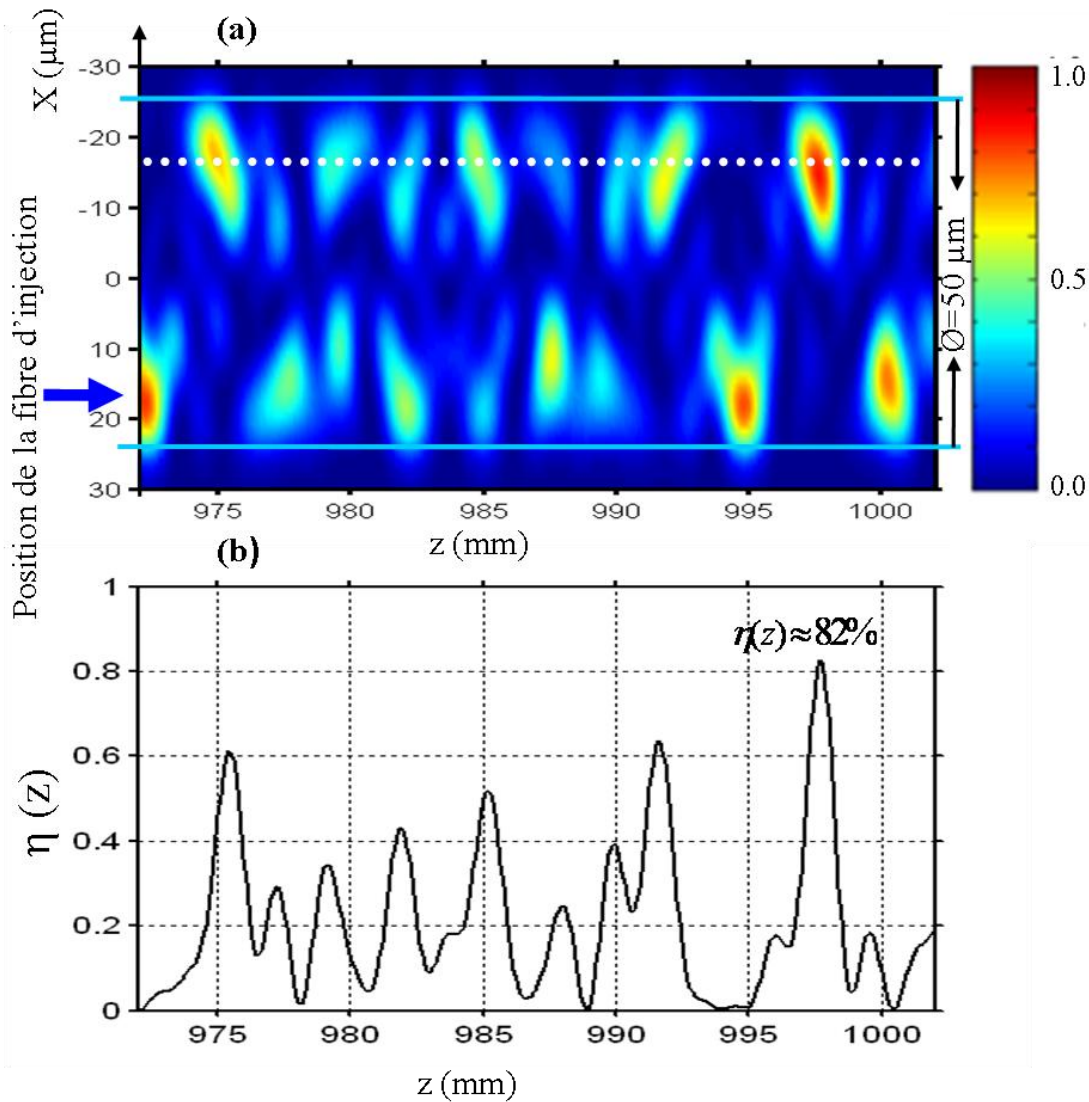


Figure III. 18: Résultats numériques à $\lambda=1550$ nm pour une excitation excentrée de $15 \mu\text{m}$ de la FMM par le mode de la fibre unimodale, a): évolution du champ selon l'axe d'injection, le long d'une portion de la FMM; b): évolution du paramètre d'auto-imagerie η pour une image inversée par rapport à l'axe (trait pointillé blanc).

Expérimentalement, le comportement observé sur le laser construit est conforme aux évolutions spatiale et spectrale telles qu'elles ont été calculées. La Figure III.19c montre la distribution d'éclairement en sortie de fibre lorsque l'injection est excentrée de $15 \mu\text{m}$ par rapport à l'axe de la fibre multimodale, et que la fibre de collection est également excentrée dans le plan P2. Cet enregistrement montre une figure très semblable à celle calculée (voir figure III.20b) lorsque le paramètre d'auto-imagerie η est maximal, avec notamment un lobe principal excentré et trois autres lobes secondaires faibles. Elle est aussi semblable à la figure calculée sur la face d'entrée après couplage sur les modes de la FMM (figure III.19b).

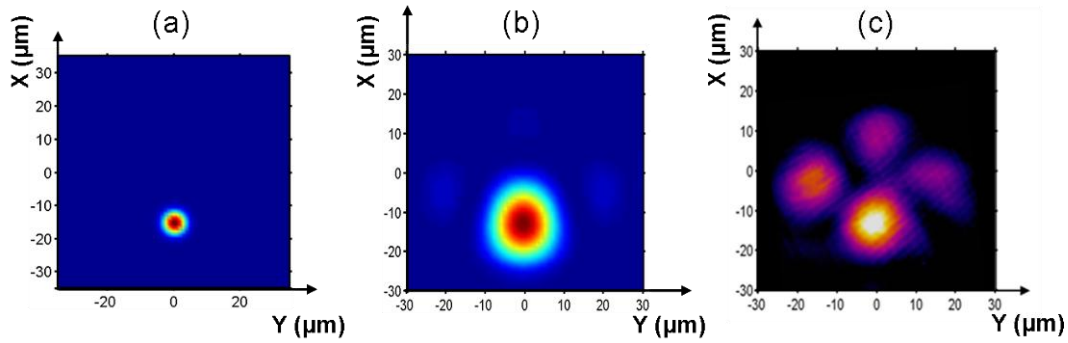


Figure III.19: Résultats obtenus avec la fibre de rétroaction excentrée 15 μm par rapport à la FMM, a) : distribution d'intensité du mode d'injection calculée à $\lambda=1550\text{ nm}$, b) : éclaircissement calculé du champ décomposé sur la face d'entrée de la FMM ; c) : le faisceau sortie du laser.

Les raies lasers observées expérimentalement ont également des positions discrètes dans la bande spectrale, suivant les réglages et respectent la pseudo-périodicité calculée (Figure III.20a et c).

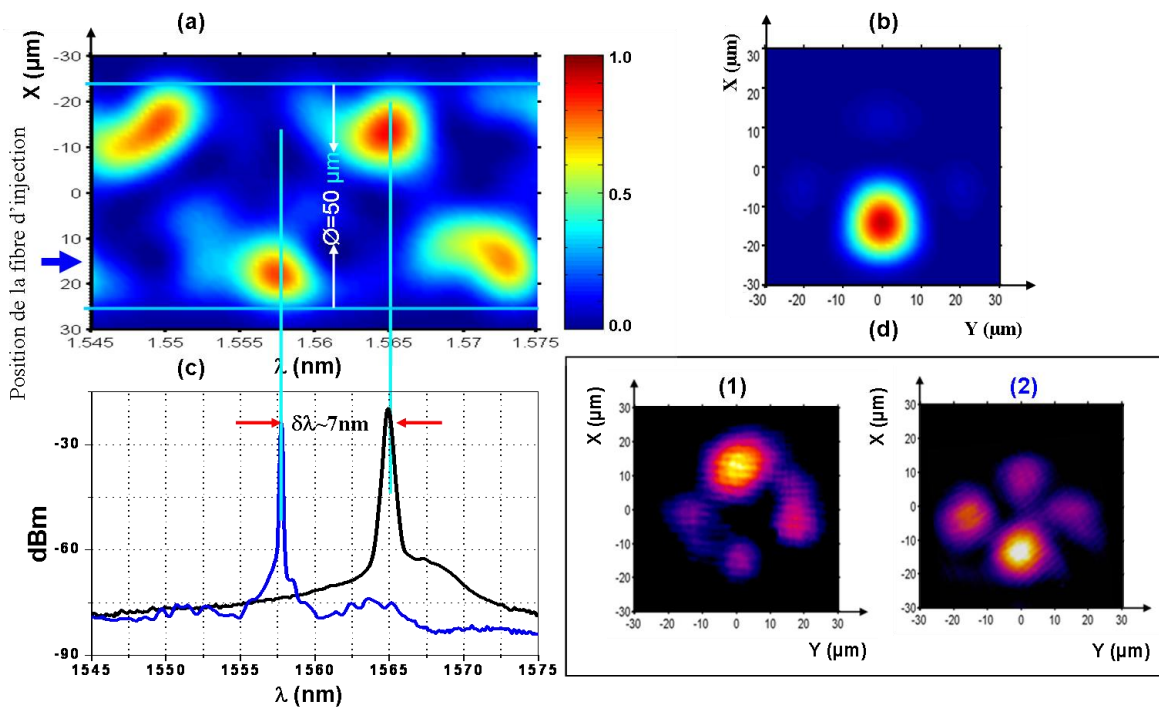


Figure III.20: Résultats obtenus avec l'excitation excentrée de la FMM par la fibre unimodale ; a) : intensité du champ calculée sur un axe transversal à la sortie de la FMM en fonction de la longueur d'onde du signal, b) : distribution d'intensité calculée à la longueur d'onde de 1565 nm avec un paramètre d'auto-imagerie $\eta \sim 82\%$ ($L \sim 1\text{ m}$) ; et d) distributions d'éclaircissement mesurées pour les spectres montrés en c (l'image 1 et 2 sont celles correspondant aux spectres noir et bleu respectivement)

Les calculs numériques révèlent en effet une pseudo-période proche de $\delta\lambda = 7\text{ nm}$ soit 1,2 fois plus grande que la période spectrale observée dans le cas de l'injection centrée. Cette pseudo-période plus grande est directement liée au plus grand nombre de modes mis en jeu.

Le positionnement excentré du champ objet conduit à l'existence d'images « miroirs » par rapport à l'axe, soit un doublement des situations d'imagerie vis-à-vis du cas centré. Sur la bande spectrale de l'erbium, on peut remarquer qu'il existe un certain nombre de longueurs d'onde pour lesquelles on note une bonne qualité d'auto-imagerie multimodale lorsque la longueur de fibre est fixée (Figure III.20c). En jouant sur le positionnement de la fibre de filtrage dans la boucle de rétroaction du laser il a été possible de sélectionner soit une image « directe » soit une image inversée. Les figures modales obtenues en sortie sont montrées figure III.20d et les spectres associés en figure III.20c. Les deux raies laser correspondantes espacées d'environ 7 nm sont en bon accord avec les simulations.

Dans cette démonstration préliminaire, nous n'avons pas tenté d'optimiser la puissance de sortie qui s'élevait à 215 mW au maximum. La distribution d'intensité observée en sortie du laser ne changeait pas avec le niveau de gain, que ce soit avec une excitation centrée ou avec une excitation excentrée.

Ces résultats montrent qu'il est possible d'imposer, dans un système laser à fibre multimodale, le processus d'auto-imagerie avec un nombre de modes guidés supérieur à deux (cas d'école) sans ajuster finement la longueur du guide imageur. Les comportements spatiaux et spectraux du système laser sont décrits numériquement avec une grande précision. Les résultats présentés sont susceptibles d'être exploités pour réaliser des sources laser à fibre de forte puissance moyenne.

Toutefois, les expériences et les calculs précédents montrent que la qualité de l'imagerie multimodale se dégrade sensiblement avec un grand nombre de modes en jeu. D'autre part, le contrôle des états de polarisation dans la fibre multimodale est un élément clef qui doit être maîtrisé. Hors, fabriquer des fibres multimodales à maintien de polarisation n'est pas, à ma connaissance, réalisable, en tous cas avec un grand nombre de modes.

C'est pourquoi, nous avons tourné nos efforts vers une autre catégorie de fibres multimodales, celles à cœurs multiples couplés (fibres multicœurs).

Les différents avantages d'une fibre multicœurs par rapport à une fibre multimodale standard sont potentiellement :

- ❖ une localisation bien définie des zones émettrices
- ❖ la possibilité de réaliser des fibres à maintien de polarisation [CHUN.08]
- ❖ la possibilité de limiter le nombre de modes guidés.

III.3. Laser à fibre à 7 cœurs couplés

De nombreux types de fibre multicœurs existent. Nous n'évoquons ici que des fibres à cœurs multiples unimodaux couplés, au sens électromagnétique du terme. Dans ces configurations les cœurs sont suffisamment près les uns des autres et leur ouverture numérique est suffisamment faible pour qu'il puisse y avoir un couplage des champs guidés par onde évanescente. Les différents cœurs échangent régulièrement l'énergie propagée. Il existe cependant des distributions de champ, réparties sur l'ensemble des cœurs de la structure guidante, qui se propagent sans déformation. Ces distributions de champ seront appelées supermodes dans la suite de ce rapport. Lorsque le couplage entre guides est suffisamment faible, il existe autant de supermodes que de cœurs dans la fibre [SNYD. 83]. Ces fibres ont donc un comportement très semblable à celui des fibres multimodales à cœur unique. Aussi avons nous appliqué et étudié le processus d'imagerie multimodale dans une fibre multicœurs afin de maîtriser son contenu modal.

III.3.1. Caractéristiques opto-géométrique de la fibre à 7 cœurs

Dans l'étude présentée dans ce chapitre, nous avons utilisé une fibre à 7 cœurs couplés montrée Figure III.21a, (elle nous a été gracieusement mise à disposition par l'Institut für Strahlwerkzeuge de l'Université de Stuttgart).

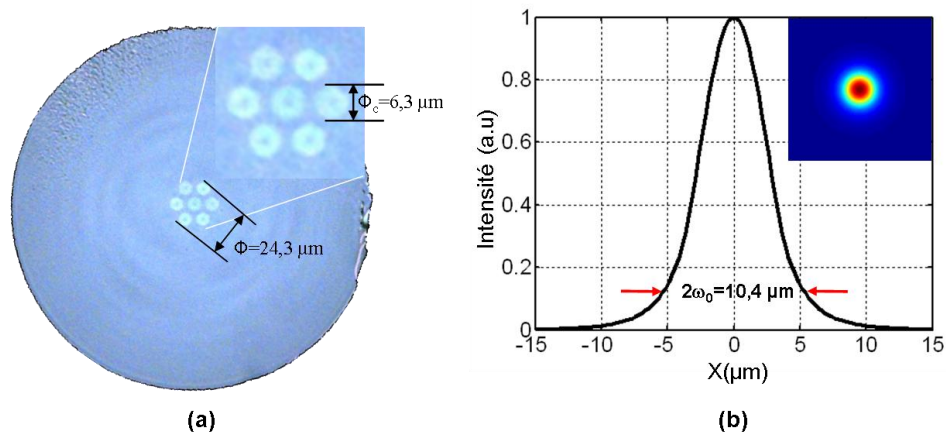


Figure III.21: a) Photographie au microscope de la face d'entrée de la fibre à 7 cœurs et b) l'éclaircissement et profil du mode fondamental, d'un des sept cœurs pris isolément, calculé pour $\lambda = 1080 \text{ nm}$.

Chaque cœur a un diamètre ϕ_c de $6,3 \mu\text{m}$ et une ouverture numérique de $0,075$. Nous n'avons pas pu obtenir une fibre dopées aux ions de terre rare, aussi les cœurs de la fibre employée ont

juste un dopage indiciel (fibre "passive"). La distance entre les centres de deux cœurs adjacents Λ est de $9 \mu\text{m}$. Le diamètre global ϕ de la zone comprenant les 7 cœurs est de $25 \mu\text{m}$ et le diamètre de la gaine est de $200 \mu\text{m}$.

Les cœurs sont placés selon une maille triangulaire. Chaque cœur pris individuellement supporte un seul mode transverse (mode fondamental) avec un diamètre de mode égal à $10,4 \mu\text{m}$ comme montré en figure III.20b à 1080 nm .

III.3.2. Calcul des supermodes

Dans ce chapitre, nous avons utilisé la méthode des modes couplés [HARD.86] pour calculer la distribution de champ des supermodes guidés dans cette fibre. Les calculs sont menés sur la base du schéma simplifié de la Figure III.22.a qui montre les caractéristiques géométriques de cette fibre.

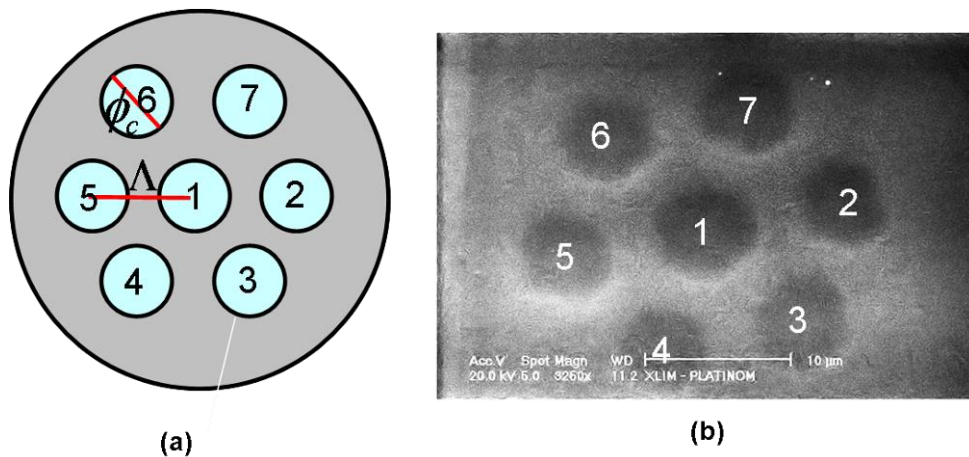


Figure III.22: Caractéristiques géométriques de la fibre à 7 cœurs passive, a): représentation schématique de la fibre à 7 cœurs parfaite, b): photo de la section droite de la fibre à 7 cœurs, où les cœurs sont mis en évidence par attaque à l'acide HF, permettant de mesurer le diamètre ϕ_c de chacun d'eux et le pitch Λ entre les centres des cœurs adjacents: ϕ_c et Λ sont mesurés avec une précision de $\pm 0,2 \mu\text{m}$.

Les cœurs sont identifiés par la dénomination q ($q=1$ à 7). En utilisant la méthode des modes couplés, la distribution de champ sur l'ensemble des cœurs est donnée par l'équation [BOCH.03] suivante :

$$E(x, y, z) = \sum_{q=1}^N A_q(z) e_q(x, y) \quad (3.25)$$

où les amplitudes A_q satisfont les relations de propagation couplées suivantes :

$$-j \begin{bmatrix} \frac{dA_1}{dz} \\ \frac{dA_2}{dz} \\ \frac{dA_3}{dz} \\ \frac{dA_4}{dz} \\ \frac{dA_5}{dz} \\ \frac{dA_6}{dz} \\ \frac{dA_7}{dz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \beta_1 & Q_{12} & Q_{13} & Q_{14} & Q_{15} & Q_{16} & Q_{17} \\ Q_{21} & \beta_2 & Q_{23} & Q_{24} & Q_{25} & Q_{26} & Q_{27} \\ Q_{31} & Q_{32} & \beta_3 & Q_{34} & Q_{35} & Q_{36} & Q_{37} \\ Q_{41} & Q_{42} & Q_{43} & \beta_4 & Q_{45} & Q_{N4N6} & Q_{N4N7} \\ Q_{51} & Q_{52} & Q_{53} & Q_{54} & \beta_5 & Q_{56} & Q_{57} \\ Q_{61} & Q_{62} & Q_{63} & Q_{64} & Q_{65} & \beta_6 & Q_{67} \\ Q_{71} & Q_{72} & Q_{73} & Q_{74} & Q_{75} & Q_{76} & \beta_7 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ A_4 \\ A_5 \\ A_6 \\ A_7 \end{bmatrix} \quad (3.26)$$

avec β_q la constante de propagation du mode fondamental guidé dans un $q^{\text{ème}}$ cœur isolé, et Q_{qj} les coefficients de couplage entre le mode du $q^{\text{ème}}$ cœur et celui du $j^{\text{ème}}$ ($j=1$ à 7) cœur. Pour déterminer le coefficient de couplage Q_{qj} , on calcule l'intégrale de recouvrement du champ se propageant dans le guide q avec celui se propageant dans le cœur j [SNYD.83]:

$$Q_{qj} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\iint_{S_{\text{fibre}}} (n_c - n_g) \varphi_q \varphi_j ds}{\iint_{S_{\text{fibre}}} \varphi_q^2 ds} \quad (3.27)$$

La valeur du coefficient de couplage Q_{qj} dépend de l'entraxe entre les deux cœurs considérés, de leur ouverture numérique et de leur diamètre. Nous avons fait l'hypothèse que la fibre à 7 cœurs est parfaite (caractéristiques opto-géométriques des cœurs identiques), pour calculer le coefficient de couplage, identique, entre cœurs voisins :

$$\begin{aligned} Q_{12} = Q_{13} = Q_{14} = Q_{15} = Q_{16} = Q_{17} = Q_{21} = Q_{23} = Q_{27} = Q_{31} = Q_{32} = Q_{34} = Q_{41} = Q_{43} = Q_{45} = Q_{51} = Q_{54} = \\ Q_{56} = Q_{61} = Q_{65} = Q_{67} = Q_{71} = Q_{72} = Q_{76} = Q \approx 965 m^{-1}. \\ Q_{24} = Q_{26} = Q_{35} = Q_{37} = Q_{42} = Q_{46} = Q_{53} = Q_{57} = Q_{62} = Q_{64} = Q_{73} = Q_{75} \approx 17 m^{-1} \approx 0 \text{ pour } \Lambda = 16 \mu m \\ Q_{25} = Q_{36} = Q_{47} = Q_{52} = Q_{63} = Q_{74} \approx 11 m^{-1} \approx 0 \text{ pour } \Lambda = 18 \mu m. \end{aligned}$$

Nous avons considéré que les couplages entre cœurs non-voisins étaient négligeables. D'autre part, nous avons considéré que la constante de propagation du mode fondamental β_q guidé dans le $q^{\text{ème}}$ cœur isolé est identique dans tous les autres cœurs. Elle sera appelée β dans la suite. L'équation (3.26) se simplifie pour donner l'équation (3.28):

$$-j \begin{bmatrix} \frac{dA_1}{dz} \\ \frac{dA_2}{dz} \\ \frac{dA_3}{dz} \\ \frac{dA_4}{dz} \\ \frac{dA_5}{dz} \\ \frac{dA_6}{dz} \\ \frac{dA_7}{dz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \beta & Q & Q & Q & Q & Q & Q \\ Q & \beta & Q & 0 & 0 & 0 & Q \\ Q & Q & \beta & Q & 0 & 0 & 0 \\ Q & 0 & Q & \beta & Q & 0 & 0 \\ Q & 0 & 0 & Q & \beta & Q & 0 \\ Q & 0 & 0 & 0 & Q & \beta & Q \\ Q & Q & 0 & 0 & 0 & Q & \beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ A_4 \\ A_5 \\ A_6 \\ A_7 \end{bmatrix} \quad (3.28)$$

En diagonalisant la matrice 7x7 de la relation (3.28), on trouve 7 valeurs propres égales aux 7 constantes de propagation ou créés aux 7 supermodes de la fibre. A chacune de ces valeurs propres β_i correspond un vecteur propre $[A_{ij}]_{j=1:7}$ à partir de quel est calculée la distribution de champ du supermode i correspondant, à l'aide de la relation (3.25). La Figure III.23 montre la distribution d'éclairage des 7 supermodes guidés dans la fibre. Les supermodes montrés dans cette figure sont rangés par ordre décroissant de leurs constantes de propagation (β_s).

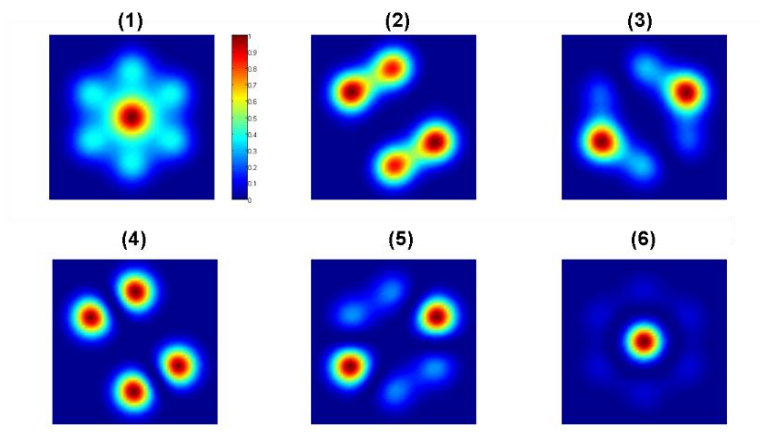


Figure III.23: Distributions d'éclairage des sept supermodes de la fibre à 7 cœurs calculées à $\lambda=1080$ nm.

Les valeurs des constantes de propagation et les indices effectifs correspondants sont indiquées dans le tableau III.2.

Mode/ β_s et n_{eff}	mode (1)	mode (2)	mode (3)	mode (4)	mode (5)	mode (6)	mode (7)
$\beta_s \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$	8.44576	8.4432	8.4432	8.44127	8.44127	8.44065	8.44030
n_{eff}	1.45172	1.45128	1.45128	1.45095	1.45095	1.45084	1.45078

Tableau III.2: Constantes de propagation des supermodes et indices effectifs correspondants calculés par la méthode des modes couplés.

On trouve seulement cinq valeurs différentes de la constante de propagation β car les modes 2 et 3 sont dégénérés comme les modes 4 et 5. Les supermodes de la fibre à 7 cœurs ont également été calculés par la méthode des éléments finis pour plus de précision (voir en annexe B).

III.3.3. Injection sélective

De la même façon que dans le cas de la fibre multimodale à cœur unique, nous avons excité la fibre multicœurs avec le mode d'une fibre unimodale de rayon de cœur $6,2 \mu\text{m}$ et d'ON=0,14. La figure III.24 montre la distribution d'éclairement et le profil associé du mode d'injection à $\lambda = 1080\text{nm}$. Le diamètre du mode d'injection est de $6,7 \mu\text{m}$. Le schéma de principe du système laser expérimenté est le même que celui présenté précédemment (figure III.10). Nous avons calculé le coefficient d'excitation C_i pour les 7 supermodes guidés de la fibre à 7 cœurs (voir équation (3.20)).

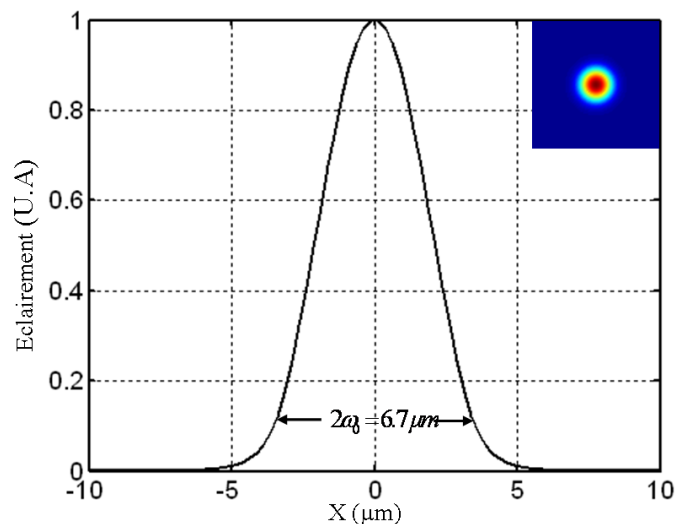


Figure III.24: Distribution d'éclairement et profil du mode fondamental de la fibre d'injection calculés à $\lambda = 1080\text{nm}$.

La figure III.25 montre l'évolution de ce coefficient en fonction de la position du faisceau d'entrée sur un axe transversal passant par trois cœurs alignés de la section de la FMC. On peut remarquer que, en accord avec les considérations de symétrie, un faisceau d'entrée centré sera couplé exclusivement au supermode #1 et au supermode #6. En décalant la fibre d'injection par rapport l'axe de la fibre à 7 cœurs, on peut exciter les autres supermodes. Bien évidemment, on trouve un rendement de couplage global maximum ($\sum(C_n^2)$ courbe noire), lorsque le mode d'injection est adressé soit dans le cœur central, soit

dans un des cœurs périphériques (décalage de $9\mu\text{m}$ par rapport à l'axe de la fibre multicœurs). On retrouve un comportement similaire à celui observé avec la fibre multimodale, si ce n'est que la discrétisation de la section guidante de la fibre multicœurs permet une meilleure localisation des champs. Une des conséquences marquantes est que le rendement énergétique de couplage est voisin de l'unité en excitation centrée alors qu'avec la fibre multimodale il était plus faible, voisin de 50%.

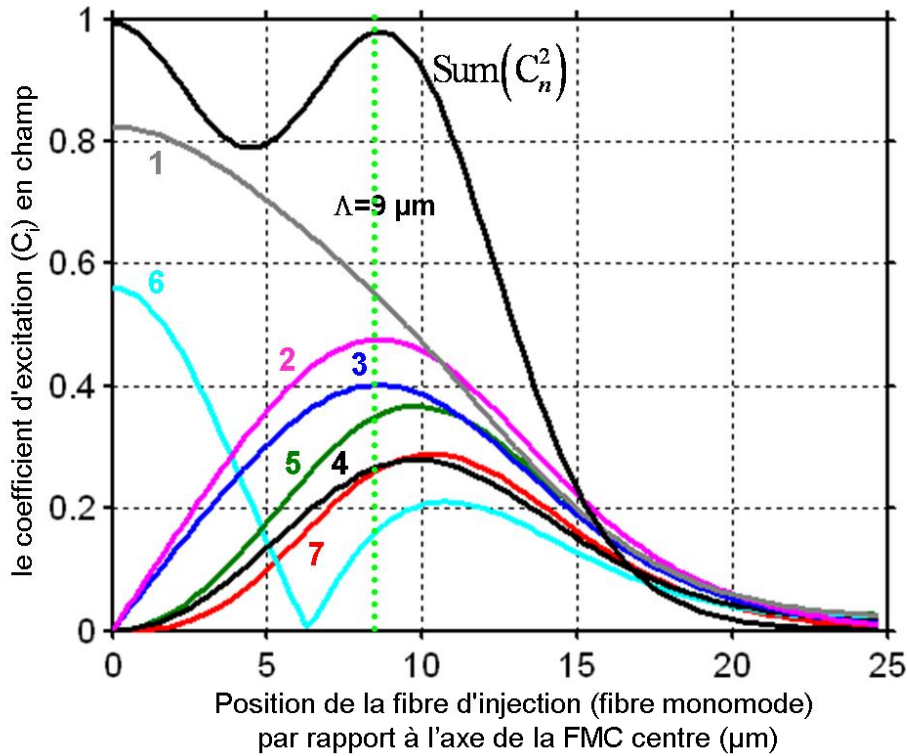


Figure III.25: Valeur absolue du coefficient de couplage entre le mode de la fibre unimodale et les 7 supermodes de la fibre à 7 cœurs, en fonction du décalage sur un axe transversal.

III.3.4. Excitation centrée de la fibre à 7 cœurs

Pour cette série d'expériences le cœur de la fibre unimodale d'injection est positionné face au cœur central de la FMC (figure III.26).

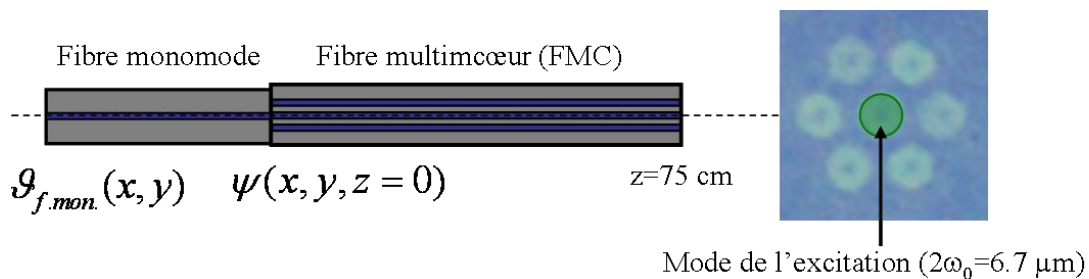


Figure III.26: Excitation centrée de la fibre à 7 cœurs par le mode de la fibre d'injection

Il est à noter que l'ouverture numérique (0,14) de la première fibre est supérieure à celle des cœurs de la seconde (0,075) ce qui signifie que le mode d'injection nourrit également en partie les cœurs périphériques. La longueur de notre fibre est de 75 cm, ce qui correspond à plusieurs centaines de longueurs de battement ($2.L_{\pi}=1,24$ mm) entre les deux supermodes non-nuls sur l'axe (#1 et #6) qui sont les seuls excités avec une injection centrée. La figure III.27 montre l'allure en intensité des différents champs : faisceau d'entrée (a), faisceau d'entrée décomposé sur la base des modes de la fibre (b) et faisceau dans un plan d'auto-imagerie (c) et en dehors (d).

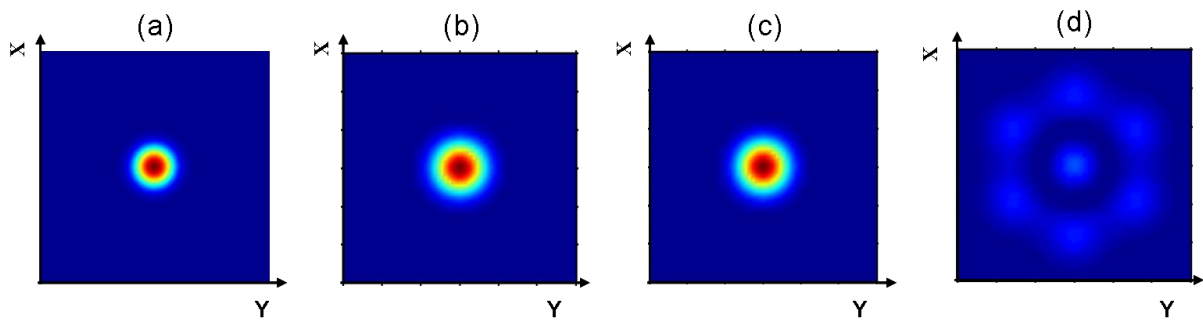


Figure III.27: Les distributions d'éclaircissement (a : le mode d'injection centré, b : la décomposition sur la face d'entrée de la fibre à 7 cœurs c : les deux modes excités en phase et d : les deux modes excités en opposition de phase) à $\lambda=1080\text{nm}$.

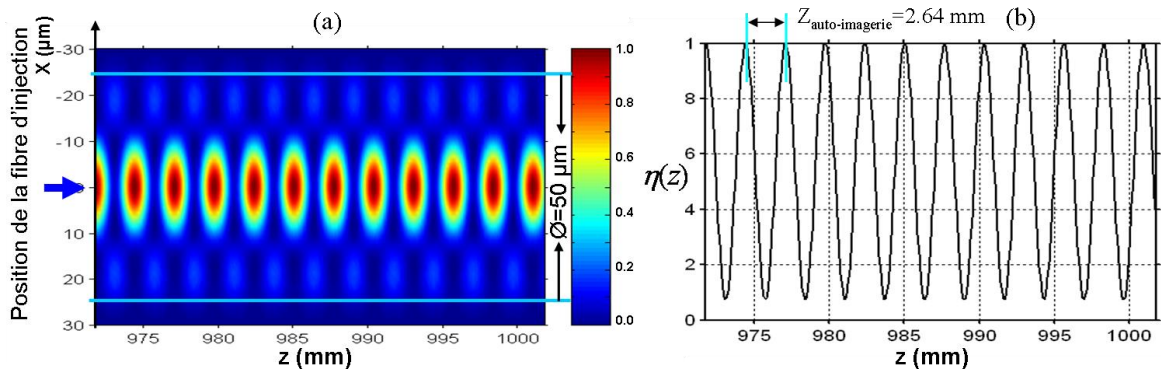


Figure III. 28: Résultats numériques à $\lambda= 1550$ nm pour l'excitation centrée de la fibre à 7 cœurs par le mode de la fibre unimodale, intensité du champ sur un axe transverse (a) et évolution du paramètre d'auto-imagerie η (b) en fonction de la distance à la face d'entrée de la FMC.

L'évolution calculée des battements de modes dans la fibre est semblable à celle observée avec la fibre multimodale. Le paramètre d'auto-imagerie η présente également une évolution périodique comme montré figure III.28. La période est égale à 1,24 mm, ce qui est égale à la longueur de battement entre les deux supermodes (#1 et #6) guidés dans la fibre. Sur l'axe de propagation, on obtient une valeur maximale de $\eta(z)=1$, lorsque les deux modes excités sont en phase comme on peut le voir sur la figure III.27c. Ce profil de champ est très semblable au

champ d'entrée décomposé sur la base des modes de la fibre (figure III.27.b). Au contraire, quand les deux supermodes sont en opposition de phase (figure III.27.d) on obtient une valeur minimale d'intensité sur l'axe de $\eta(z) \approx 0.2$ (voir figure III.28b).

III.3.4.1. Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques pour l'excitation centrée

Pour étudier le processus d'auto-imagerie dans la fibre à 7 cœurs, nous avons utilisé la même configuration que celle schématisée sur la figure III.10. Les distances focales du système d'imagerie L1 - L2 ont été modifiées pour ajuster la taille du mode en sortie du cœur central de la fibre à 7 cœurs à celui du mode de la fibre de rétroaction (L1=11mm, L2=6,2mm). De plus, le préamplificateur est un amplificateur à fibre ytterbium pompée dans la gaine. La fibre à 7 cœurs est maintenue rectiligne pour éviter tout couplage intermodal dans la fibre. L'objectif de l'expérience est d'obtenir une distribution de champ en sortie de la FMC (longueur 75cm) à 1080nm qui soit l'image du champ injecté. Le cas qui nous intéresse ici est relatif à la situation où les deux modes (n°1 et n°6) sont en phase. Pour se faire la fibre unimodale de rétroaction est positionnée pour collecter uniquement le rayonnement provenant du cœur central de la fibre multicœurs.

Une fois le laser réglé, si on bloque la rétroaction avec un écran, le système ne fonctionne qu'en amplificateur et n'émet que de l'émission spontanée amplifiée. Le faisceau de sortie est alors la somme incohérente des supermodes excités comme le montre l'enregistrement de la figure III.29b. Lorsque la boucle de rétroaction est rétablie, le faisceau en sortie du laser est unilobe (Figure III.29c) et très semblable au mode gaussien injecté dans la fibre à 7 cœurs (figure III.29a). Le filtrage réalisé par la fibre de rétroaction conduit, en sortie de fibre à 7 cœurs, à une combinaison en phase des deux supermodes n°1 et n°6 comme prévu numériquement sur la figure III.27c. Cela signifie que l'imagerie multimodale dans cette configuration est bien avérée. Comme avec la fibre multimodale classique, il n'a pas été nécessaire de couper la fibre multicœurs à une longueur précise du fait de la chromaticité du processus. Cet ajustement spectral est confirmé par l'analyse du rayonnement laser montré en figure III.30.

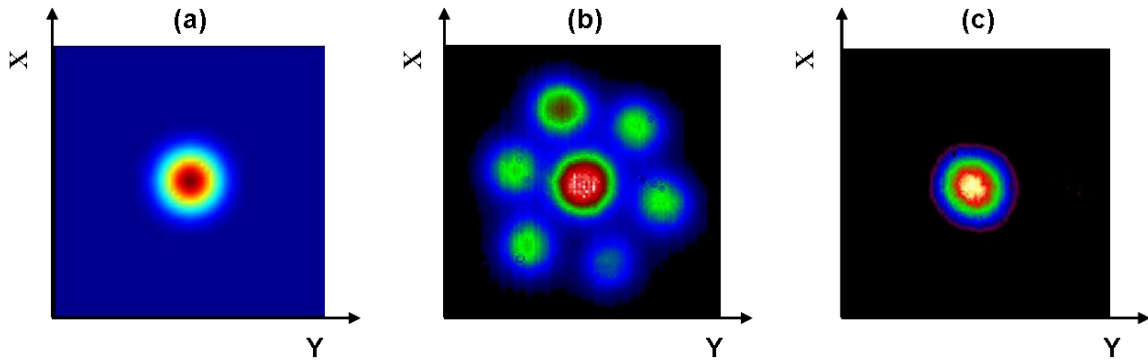


Figure III.29: Résultats obtenus avec la fibre de rétroaction parfaitement centrée par rapport à la fibre à 7 cœurs, a) : distribution d'éclairage du faisceau calculée à l'entrée de la fibre à 7 cœurs à $\lambda=1080$ nm, b) image enregistrée en sortie de la fibre à 7 cœurs sans rétroaction et c): le faisceau en sortie du laser.

Le spectre mesuré avec notre longueur de fibre affiche une seule raie laser de 0,13 nm de large (à -3dB) et il présente des cannelures avec une période de $\delta\lambda=1,7$ nm visibles dans le bruit de fond, de part et d'autre de la raie laser.

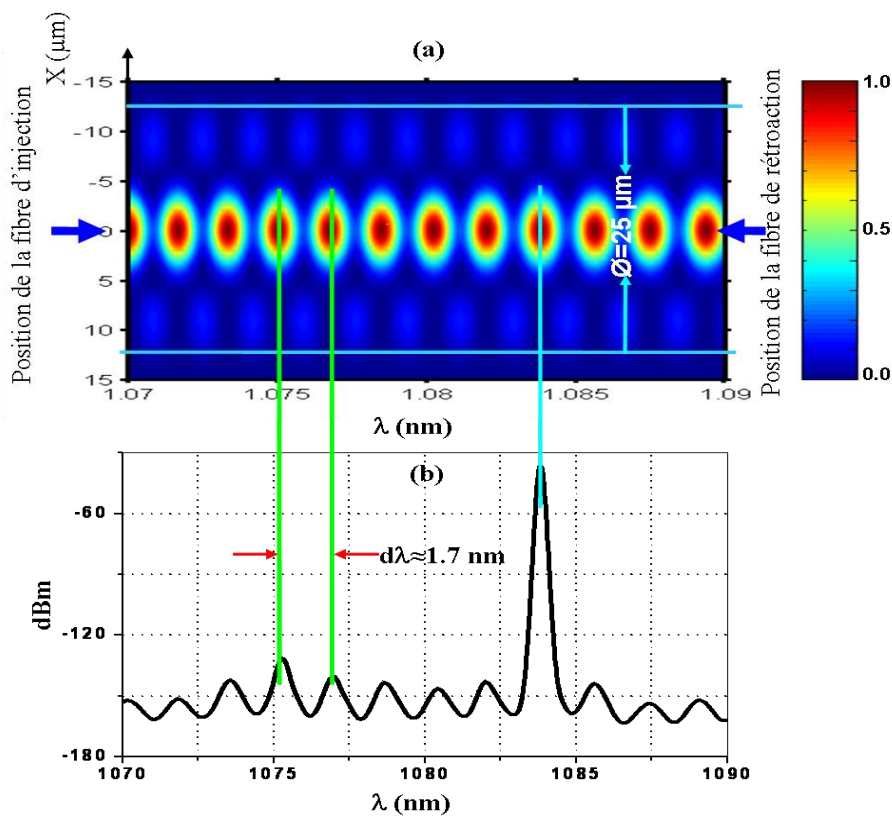


Figure III.30: Résultats obtenus avec l'excitation centrée de la fibre à 7 cœurs par la fibre unimodale ; a): distribution d'éclairage du champ calculée sur un axe transversal à la sortie de la fibre à 7 cœurs en fonction de la longueur d'onde du signal et b): spectre mesuré en sortie du laser et correspondant à l'enregistrement de la figure III.29c.

Cette périodicité est tout à fait en accord avec les calculs effectués avec les paramètres de la FMC (figure III.30a). Comme dans le cas de la fibre multimodale, l'inconvénient principal d'une excitation centrée de la fibre à 7 cœurs est que le volume de gain dans une telle fibre qui serait active, ne serait pas complètement exploité. A cause des battements il y a des plans où la puissance se retrouve soit entièrement dans les cœurs de la couronne soit entièrement dans le cœur central, (figures III.28a et 30a). Cela pourrait conduire à du « hole burning » spatial susceptible de favoriser l'oscillation de modes non excités à l'entrée. C'est pourquoi nous avons ici aussi recherché la mise en jeu d'un plus grand nombre de modes grâce à une excitation décentrée

III.3.5. Excitation excentrée de la fibre à 7 cœurs

Pour exciter le nombre maximal de supermodes guidés dans la fibre à 7 cœurs sans changer la taille du faisceau d'injection, nous avons décalé la fibre unimodale d'injection par rapport à la fibre à 7 cœurs. Nous avons imposé un décalage de 9 μm entre les axes des deux fibres comme montré sur la figure III.31 et nous avons injecté la lumière dans le cœur situé à la position notée 5. Dans ce cas, tous les supermodes sont théoriquement excités dans la fibre à 7 cœurs, mais avec un poids différent comme montré sur la figure III.25.

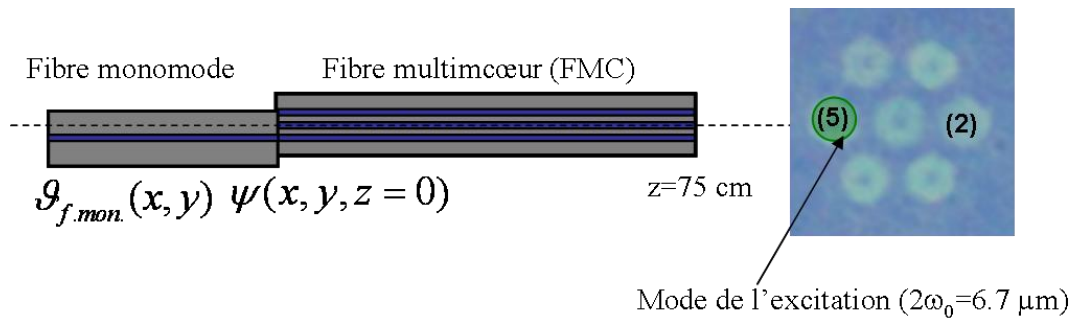


Figure III.31: Excitation excentrée de la fibre à 7 cœurs par le mode d'une fibre unimodale standard à la longueur d'onde de 1080 nm.

Dans ces conditions d'excitation, l'énergie transférée ($\text{sum}(C_i^2)$) dans tous les modes représente $\sim 98\%$ de l'énergie provenant de la fibre d'injection (figure III.25). Les battements longitudinaux dans la distribution spatiale d'intensité pour une fréquence donnée comme les modulations spectrales apparaissant pour une longueur de fibre donnée deviennent ici aussi plus complexes. Le paramètre d'auto-imagerie η , atteint la valeur maximale de 97% sur les 3 premiers centimètres de la fibre à 7 cœurs à la longueur d'onde de 1080nm, d'après les résultats numériques montrés figure III.32b.

On relèvera que cette valeur est plus élevée que les 82% obtenus en théorie avec la fibre multimodale excitée sur six modes. Il existe également des situations d'image « miroir » avec l'énergie rassemblée dans un cœur opposé au cœur d'injection.

Numériquement, dans l'analyse spectrale on n'arrive pas à établir une pseudo-périodicité (figure III. 32a), comme dans le cas de l'injection excentrée dans la fibre multimodale. Toutefois, sur la bande spectrale permise par l'amplificateur ytterbium, on peut remarquer qu'il existe un certain nombre de fréquences pour lesquelles le processus d'imagerie multimodale reste efficace (figure III .34).

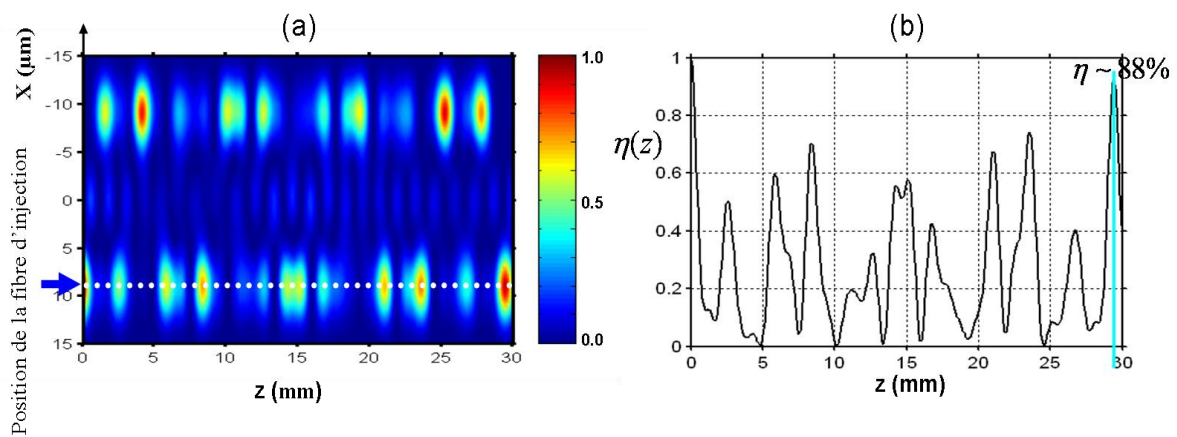


Figure III. 32: Excitation excentrée de la fibre à 7 cœurs à $\lambda=1080$: intensité du champ sur un axe transverse (a) et évolution du paramètre d'auto-imagerie η (b) en fonction de la distance à la face d'entrée de la FMC (trait pointillé blanc).

La figure III.33 montre à gauche en (a) la distribution théorique d'intensité provenant de la fibre monomode d'entrée et en dessous en (e) le résultat de sa projection sur la base des supermodes de la structure pour un positionnement en vis-à-vis du cœur n°5. La figure suivante (f) montre la distribution d'éclairement expérimentale en sortie lorsque la fibre d'entrée injecte le cœur n°5 et lorsque de manière simultanée la fibre de collection est également excentrée dans le plan P2 pour sélectionner la lumière provenant de ce même cœur. L'enregistrement montre un éclairement très semblable à celui calculé pour la longueur d'onde de $\lambda \sim 1082,1$ nm et montré (figure III. 34-b).

En plus de la récupération du champ d'entrée, l'interférence multimodale offre également la possibilité d'obtenir une image miroir de l'entrée quand on récupère la lumière dans le cœur n°2 (voir figure III.31). Pour tester cette situation, nous avons maintenu le couplage de la lumière dans le cœur n°5 et nous avons positionnée la fibre de rétroaction pour filtrer le faisceau émergent du cœur n°2.

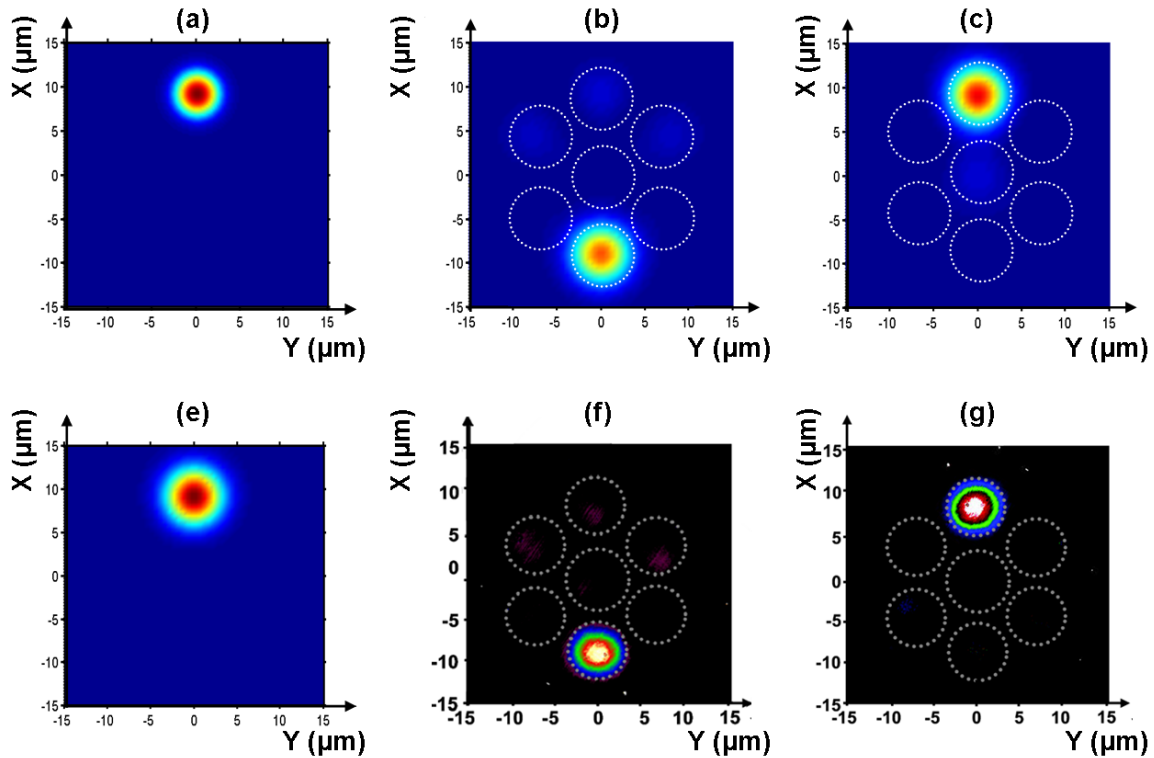


Figure III.33: Résultats obtenus avec la fibre de rétroaction excentrée $9\ \mu\text{m}$ par rapport à la fibre à 7 cœurs, a) : distribution d'éclairement du mode d'injection à $\lambda=1080\ \text{nm}$ e) : l'éclairement du champ décomposé sur la face d'entrée de la fibre à 7 cœurs, théorique (b) et expérimental (f) les modes de faisceau à l'extrémité de sortie du FMC lorsque on collecte la lumière sur la position 1, t théorique (c) et expérimental (g), lorsque l'on collecte la lumière sur la position 2.

Dans cette configuration, le laser fonctionne à une longueur d'onde décalée de $1077,1\ \text{nm}$ (figure III.34b) et sa figure de sortie commute sur la distribution reproduite sur la figure III.33g. L'enregistrement montre une intensité très semblable à celle calculée (figure III.33c), avec notamment un lobe principal excentré et aussi semblable à celui calculé sur la face d'entrée de la FMC (figure III. 33e).

Encore une fois toutes les observations ont été en bon accord avec les calculs concernant les évolutions spectrales aussi bien que les images des faisceaux associés. On retrouve sur les calculs de la figure III.33b une illustration de la correspondance satisfaisante entre les longueurs d'onde prévues pour image directe et une image symétrique et les spectres expérimentaux. Les largeurs de raie spectrale mesurées étaient typiquement de $0,13\ \text{nm}$ à $-3\ \text{dB}$. Dans ces expériences préliminaires, nous n'avons pas cherché à optimiser la puissance de sortie qui a atteint $60\ \text{mW}$ au maximum pour un niveau de la pompe de $1\ \text{W}$ dans le l'amplificateur

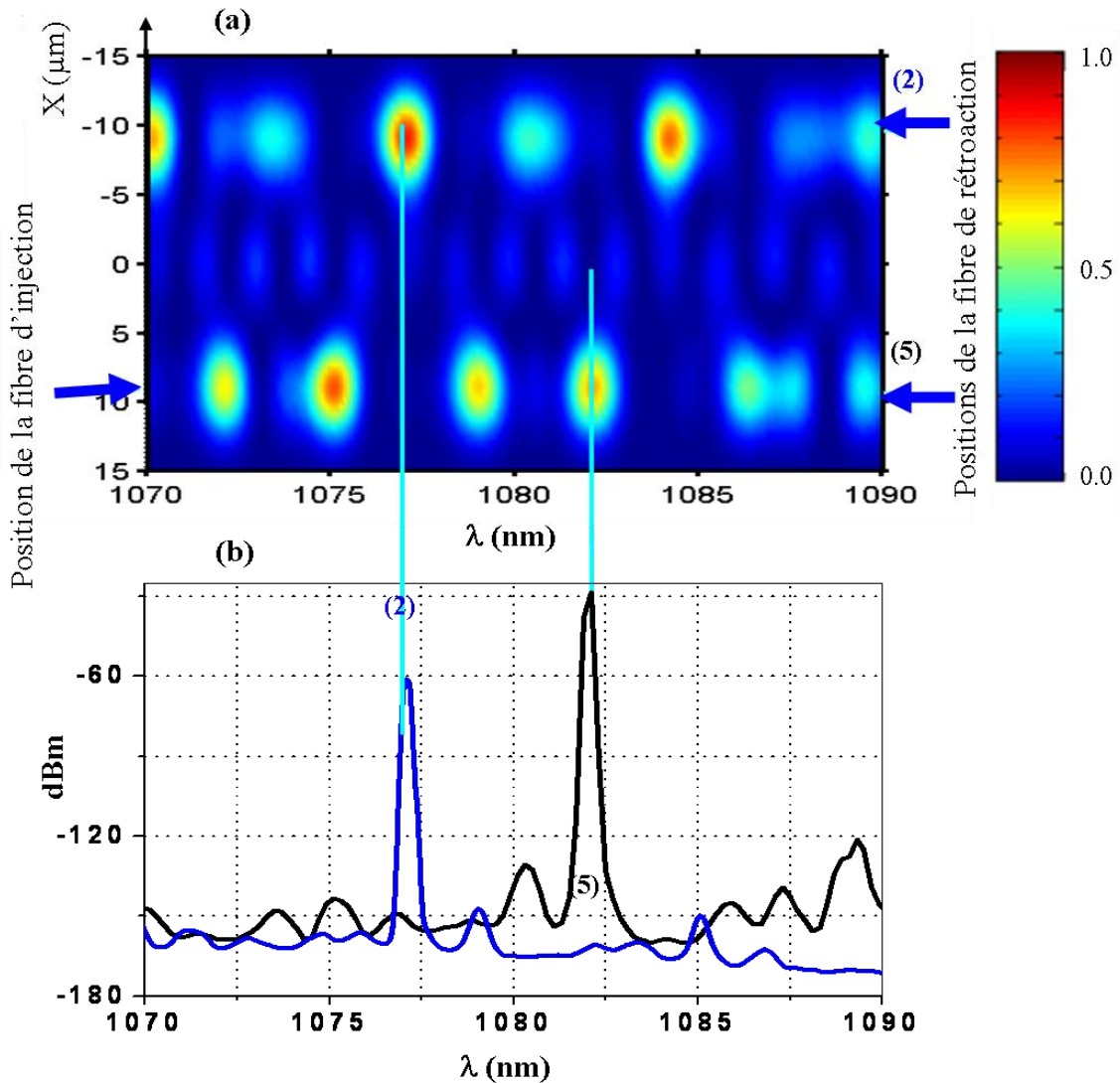


Figure III.34: Résultats obtenus avec l'excitation excentrée de la fibre à 7 cœurs par la fibre unimodale ; a) : distribution d'éclairement du champ calculée sur un axe transversal à la sortie de la fibre à 7 cœurs en fonction de la longueur d'onde du signal, b) : spectres mesurés (les courbes noire et bleue sont obtenues lorsque la lumière est collectée aux positions 1 et 2 respectivement).

III.4. Régime de fonctionnement déclenché

Dans cette partie, mon travail a consisté à démontrer la compatibilité du régime déclenché avec le processus d'auto-imagerie dans une FMC (fibre à 7 cœurs passive).

C'est avec la configuration schématisée sur la figure III.35 que j'ai expérimenté le régime de fonctionnement déclenché dans un laser à fibre à 7 cœurs qui assure une imagerie multimodale. A la configuration précédente nous avons ajouté un modulateur acousto-optique (MAO) pour passer en fonctionnement impulsionnel.

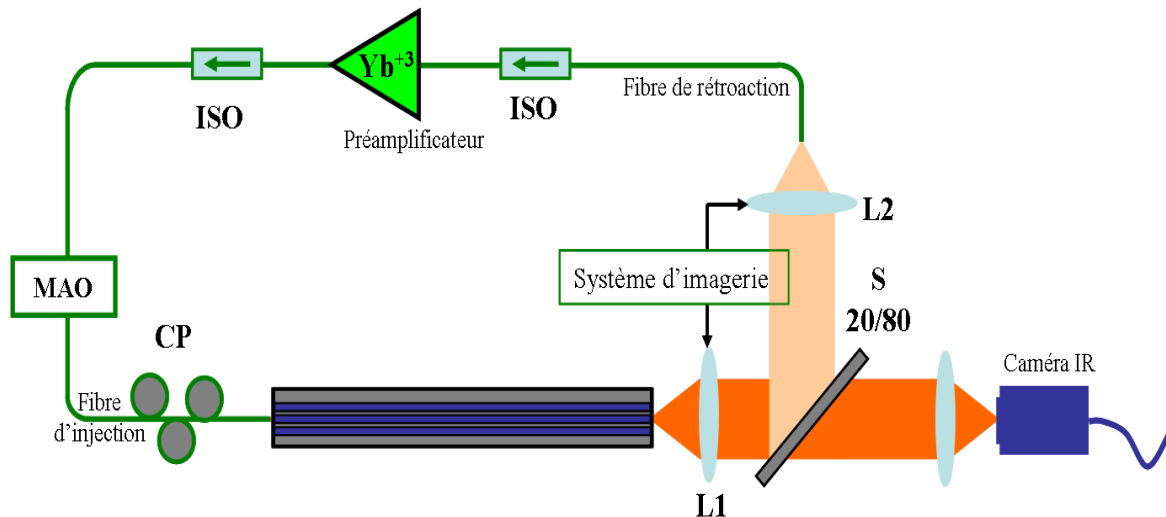


Figure III.35: Schéma du laser à fibre à 7 cœurs pour un fonctionnement en régime déclenché ; MAO: Modulateur acousto-optique.

Nous avons configuré le laser de façon à opérer une imagerie multimodale sur l'axe (injection dans le cœur central de la fibre multicœurs, voir figure III.26). Après optimisation des paramètres d'ouverture de la porte temporelle et de la fréquence de répétition du modulateur acousto-optique, nous avons obtenu des impulsions d'une durée proche de 80 ns (figure III.36). La puissance moyenne maximale extraite en sortie du laser est de 3mW pour une puissance de pompage de 150mW. Les profils temporels relevés sont tracés figure III.36

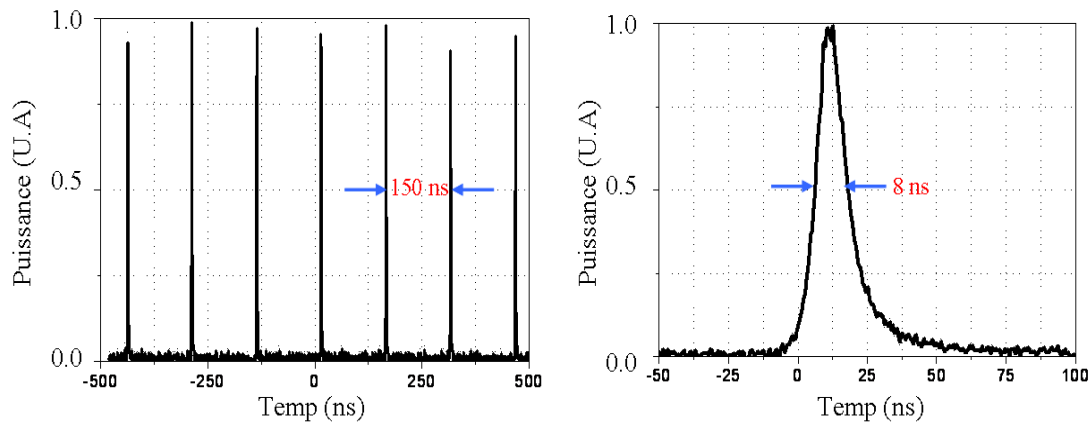


Figure III.36: a) Train d'impulsions et b) profil temporel correspondant des impulsions émises par le laser élémentaire en anneau.

La figure III.37a montre le faisceau du laser en sortie de la fibre à 7 cœurs. Ce faisceau émerge uniquement du cœur central de la fibre multicœurs comme en régime de fonctionnement continu (figure III.29c). Le processus d'imagerie multimodale est donc efficace malgré la dynamique de construction rapide du régime de fonctionnement déclenché.

Le spectre d'émission mesuré est présenté figure III.37b. Il présente des cannelures avec une période de 1,7nm, égale à la période calculée et mesurée (figure III.30) dans le régime continu (même longueur de fibre multicœurs et même domaine d'émission en longueur d'onde). Cette modulation spectrale est une preuve supplémentaire de la mise en œuvre du processus d'imagerie multimodale, qui dans ce cas de figure est réalisé avec les deux modes #1 et #6 (modulation périodique).

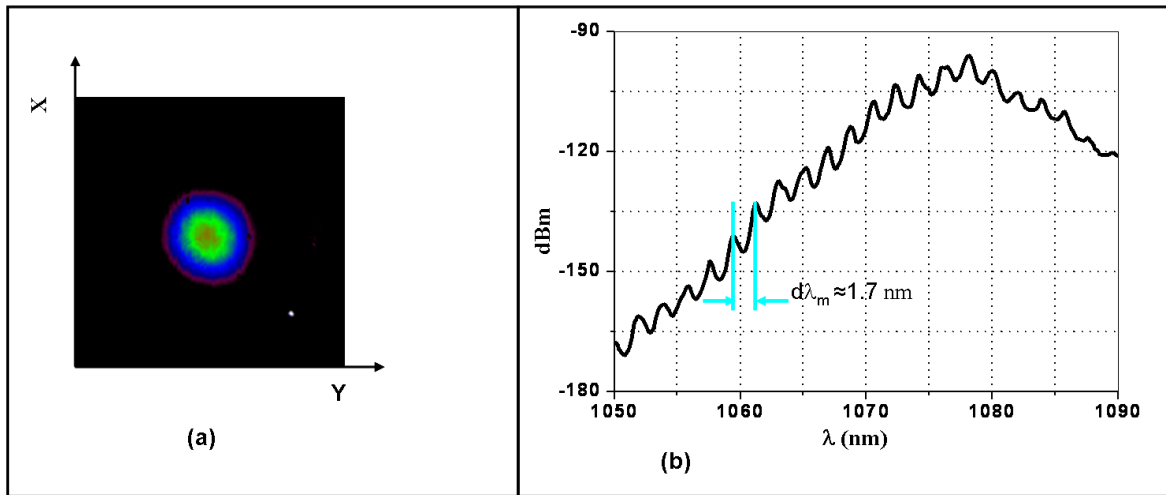


Figure III.37: a) la sortie de la fibre à 7 cœurs b) densité spectrale d'émission enregistrée en régime de fonctionnement déclenché.

On peut remarquer que le spectre d'émission est ici très large au contraire du régime continu qui conduisait à un pic étroit. Ce comportement est attribuable au modulateur acousto-optique dont nous disposons, qui fonctionne sur son ordre 1 et impose une dérive de fréquence (110MHz) à chaque passage du signal laser. De manière comparable aux lasers en cavité Fabry-Pérot avec rétroaction à dérive de fréquence, le spectre émis remplit toute la bande permise par les différents filtrages de la cavité et par la bande de gain. De fait, aucun mode longitudinal n'est favorisé (on parle de laser sans mode) et le laser émet sur une large bande de gain qui est proche du profil d'émission spontané du dopant dans sa matrice silice. Le filtrage opéré par l'auto-imagerie apporte une surmodulation nettement visible. Cependant, à cause de ce composant inapproprié, une partie de l'énergie émise ne se retrouve pas sur une interférence modale constructive. Il est également à remarquer que le laser a un très mauvais rendement énergétique. La puissance moyenne maximale extraite en sortie du laser est de 3mW pour une puissance de pompage de 150mW. Ceci est attribué essentiellement au modulateur acoustique qui ne travaille pas exactement dans la bande spectrale pour laquelle il a été conçu. Les très fortes pertes imposées par le modulateur ne sont pas compensées par l'amplificateur qui est placé en amont par rapport à la sortie laser. Cependant, avec un AOM

adapté (sans décalage de fréquence) et une fibre multicœurs active, c'est dans cette configuration que le laser à fibre multicœurs serait utilisé. Cette dernière expérimentation est très intéressante, car elle démontre que le processus d'imagerie multimodale est compatible avec une émission impulsionnelle de courte durée telle qu'elle est nécessaire par exemple dans le domaine des lidars.

III.5. Discussion

Les résultats que nous avons montrés sont les premiers, avec ceux de l'Université d'Arizona (Tucson) publiés simultanément [ZHU 08b], démontrant que le processus d'imagerie multimodale peut être exploité pour concevoir une source fibrée de puissance préservant une bonne qualité de faisceau. Les expériences présentées sont les premières à montrer que la contrainte sur la longueur du guide exploité peut être relâchée grâce à la dépendance chromatique du phénomène et à l'auto-organisation spectrale des lasers. Par ailleurs notre cavité annulaire offre une grande souplesse de réglage.

Dans le tableau III.3 suivant nous récapitulons les caractéristiques spatiales des faisceaux émis dans les différentes configurations lasers expérimentées et pour référence nous donnons celles du mode fondamental. Il regroupe l'aire effective moyennée (Annexe C) sur la longueur de propagation $\langle A_{\text{eff}} \rangle$, l'aire effective A_{eff} (Annexe C) du champ sur la face de sortie et le facteur de qualité M^2 (Annexe C) théorique associé aux rayonnements émis par le laser à fibre multimodale.

La comparaison entre fibre classique et fibre à cœurs multiples doit être pondérée par le fait que la longueur d'onde de travail a été différente pour la première fibre (1550nm) et pour la seconde (1080nm). Ce bilan est aussi spécifique de nos conditions d'excitation. En effet, afin de minimiser les pertes de couplage à l'entrée de la structure multimodale il apparaît nécessaire soit de dimensionner de façon appropriée le faisceau d'entrée soit d'exciter un grand nombre de modes. Dans ce chapitre la taille de l'excitation était imposée par l'emploi d'une fibre unimodale standard en contact direct. Ce ne sera plus le cas dans le chapitre IV suivant.

On remarque bien évidemment que ce sont les modes fondamentaux des guides multimodaux considérés qui présentent à la fois la plus grande aire modale et la meilleure qualité de faisceau en sortie (M^2 proche de 1). On notera également qu'avec deux modes seulement la fibre multimodale classique affiche une surface effective moyenne voisine (1327

μm^2) de celle du mode fondamental ($1291 \mu\text{m}^2$). Le régime multimodal conduit à des surfaces moyennes élevées (coefficient ~ 3) en comparaison du faisceau de sortie qui se retrouve concentré sur une surface plus réduite par le processus d'imagerie.

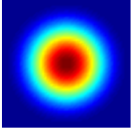
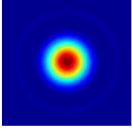
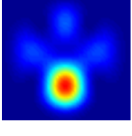
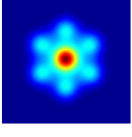
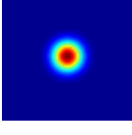
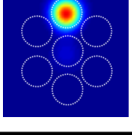
Fibre	Cas du mode	Image numériquement	M_x^2	M_y^2	$A_{\text{eff}}(\mu\text{m}^2)$	$\langle A_{\text{eff}} \rangle (\mu\text{m}^2)$
Fibre multimodale	Mode fondamental de la FMM		1	1	1291	1291
	Injection centrée		1,81	1,81	461	1327
	Injection excentrée 15 μm		2,6	4,6	769	1264
Fibre à 7 cœurs	Supermode fondamental de la fibre à 7 cœurs		1,15	1,15	399	399
	Injection centrée		1	1	78	211
	Injection excentrée 9 μm		3,9	1,2	81	231

Tableau III.3

De manière inattendue, il apparaît que les conditions mettant en jeu le nombre de modes le plus élevé conduisent à des aires effectives sensiblement équivalentes au cas où seuls deux modes sont excités. En revanche, concernant les faisceaux de sortie, plus il y a de modes impliqués moins bonnes sont les qualités spatiales résultantes. Cela n'est pas toujours perceptible sur les images en intensité qui affichent une énergie bien localisée sur un spot et ne mettent pas en évidence la présence d'un fond étendu de faible amplitude. On peut voir dans cette dégradation du M^2 la conséquence des difficultés (voire l'impossibilité) de reformer une image exacte dès qu'un nombre élevé de modes est impliqué. Mais elle est aussi imputable au fait que l'augmentation du nombre de modes se fait ici par excentrement, impliquant par la même des modes dont le profil n'est plus à symétrie centrale. En effet, les

études numériques de Zhu et al. [ZHU 08a] restreintes à une excitation centrée montrent qu'avec une fibre multimodale de 200 μm de diamètre il est encore possible de faire des images avec une fidélité de 97%. Comme nous le verrons par la suite cette conclusion est également liée à la taille du faisceau d'entrée (ici égale à celle du mode d'une fibre monomode SMF28 @ 1550nm). Une excitation centrée serait donc préférable pour préserver un M^2 faible au faisceau laser et une surface modale effective plus élevée pourrait être obtenue avec des fibres plus larges associées à un nombre plus élevé de modes à symétrie de révolution. Les performances brutes en termes d'aire effective sont supérieures avec la fibre multimodale classique.

Cette conclusion est étroitement liée aux fibres dont nous avons pu disposer et dont les zones guidantes différaient d'un facteur deux en diamètre (FMM, $D=50 \mu\text{m}$ et FMC, $D\sim 25\mu\text{m}$). Ainsi en jouant sur les paramètres opto-géométriques, il est tout à fait concevable de fabriquer une fibre multicœurs homothétique de celle utilisée dont le diamètre dopé serait comparable à celui de la fibre à large cœur. Par ailleurs sur un plan technologique il n'est pas facile de réaliser un dopage terre rare et un dopage indicial très uniforme sur une large section. Il apparaît donc moins complexe de réaliser une fibre multicœurs dopée terre rare. Durant nos expériences nous avons observé que la sensibilité du montage était bien plus importante avec une fibre multimodale à cœur unique qu'avec une fibre à cœurs multiples. Ainsi, le positionnement de la fibre d'injection était critique et une légère modification pouvait fortement perturber le processus d'imagerie multimodale. Cependant, lorsque la fibre n'était pas soumise à des contraintes externes particulières, la combinaison modale sélectionnée restait stable au court du temps, que ce soit avec la fibre à cœur unique ou avec la fibre à cœurs multiples. Il est à noter que le contrôle des états de polarisation tel qu'il a été pratiqué lors de ces expériences (contrôleur de polarisation fibré) est imparfait, et qu'une fibre spécifique à maintien de polarisation serait préférable pour améliorer la robustesse du dispositif. La fibre multicœurs est alors plus à même de remplir cette condition. D'autre part, on remarque que les résultats expérimentaux obtenus avec la fibre à cœurs multiples sont plus proches des modélisations effectuées que ceux avec la fibre multimodale, notamment avec une excitation excentrée pour laquelle un plus grand nombre de modes sont en jeu. Cela peut être attribué à une meilleure localisation transverse des maxima de champ dans la fibre multicœurs. L'ensemble de ces remarques tend à recommander plutôt l'emploi d'une fibre à cœurs multiples.

Il reste cependant un certain nombre d'études à faire, tant d'un point de vue expérimental (fibre active) que numérique, notamment pour prendre en compte l'impact du champ propagé dans la fibre multimodale sur l'exploitation du volume de gain tout au long de la fibre et les éventuels couplages associés. Ce paramètre pourrait certainement influencer sur le comportement et sur les performances du laser. Des conclusions optimistes peuvent cependant être tirées de l'expérience de Zhu réalisée avec un tronçon de fibre active car il n'a observé qu'une faible évolution de la pente d'efficacité du laser entre fonctionnement avec et sans filtrage spatial et il n'a pas noté d'anomalie dans l'évolution de la puissance de sortie avec la puissance pompe.

IV. Conclusion

En conclusion, nous avons proposé une nouvelle conception de cavité pour contrôler le mode spatial émis par un laser comprenant une fibre multimodale (à cœur unique ou à plusieurs cœurs) qui doit être active. Notre configuration de laser est basée sur l'exploitation du processus d'auto-imagerie. Son fonctionnement repose à la fois sur les propriétés d'auto-organisation des lasers qui sélectionnent les modes longitudinaux et transversaux de plus faibles pertes, et d'autre part, sur les propriétés d'auto-imagerie de la fibre multimodale. Nous avons proposé et expérimenté un laser à cavité annulaire. Cet arrangement est adapté à l'émission d'un faisceau de bonne qualité, tout en exploitant la grande section de la fibre multimodale pour en extraire un maximum de puissance sans en subir les conséquences négatives (endommagement de composants, effets non-linéaires). Dans notre configuration, la section comportant une fibre unimodale ne véhicule qu'une puissance très faible vis-à-vis de la puissance produite par le laser.

La configuration concurrente linéaire (Fabry-Perot) développée par Zhu et al [ZHU 08b], n'a pas cet avantage. La version laser tout fibrée proposée par ces auteurs est constituée d'une fibre multimodale soudée à une fibre unimodale. Cette dernière, qui sélectionne la combinaison modale par imagerie multimodale, doit au final supporter toute la puissance extraite, ce qui limite son intérêt. Cette configuration ne peut pas non plus inclure un modulateur qui permettrait une émission impulsionnelle sans limiter l'énergie extraite pour préserver ce composant.

Nous avons montré que le processus d'auto-imagerie au sein d'un laser permet d'exploiter la large section d'une fibre multimodale tout en assurant la production d'un

faisceau de bonne qualité spatiale. Nous avons validé expérimentalement le principe avec des fibres multimodales aussi bien à cœur unique qu'à cœurs multiples. Nous avons ainsi pu reproduire en sortie de fibre multimodale le champ injecté dans celle-ci, en l'occurrence le mode d'une fibre unimodale. Ce mode d'injection, de diamètre inférieur à la section guidante de la FMM, excitait de 2 à 6 de ses modes selon son positionnement transversal. Nous avons montré que le fonctionnement du laser était compatible avec un régime déclenché avec la génération d'impulsions de 80 ns. Les simulations numériques des différents régimes de propagation et d'interférence ont prédit de manière satisfaisante les comportements observés en pratique. Les expériences présentées ici constituent des validations de principe. Elles ont été menées avec des fibres passives de longueur métrique. Il serait nécessaire de les poursuivre avec des fibres dopées aux ions terre rare, de plus grande longueur et de plus large section.

Nous avons cherché à concevoir une autre configuration laser qui puisse directement sélectionner le mode fondamental du guide multimodal afin d'éviter une évolution du profil de champ tout au long de la fibre tout en conservant une très large section modale. C'est ce que nous décrirons dans le chapitre suivant.

Bibliographie

A

1. [ALLI.94] S. W. Allison and G. T. Gillies, "Observations of and applications for self-imaging in optical fibers", *Appl. Opt.* 33, 1802-1805 (1994).

B

2. [BOCH. 03] E. J. Bochove, P. K. Cheo and G. G. King, "Self-organization in a multicore fiber laser array", *Optic. Lett.*, 28, 1200-1202, (2003).
3. [BRYN.73] O. Bryngdahl, "Image formation using self-imaging techniques," *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 63, no. 4, pp. 41-19, (1973).

C

4. [CHUN.08] W. Chuncan, Z. Fan, L. Chu, and J. Shuisheng, "Microstructured optical fiber for in-phase mode selection in multicore fiber lasers", *Opti. Express*, 16, 5505-5515, (2008).

H

5. [HARD.86] A. Hardy, W. Streifer, and M. Osinski, "Coupled-mode equations for multimode waveguide system in isotropic or anisotropic media", *Opt. Lett.* 11, 742-744 (1986).

J

6. [JEAN 87] F. Jean, "Communication optiques et microondes", Thèse de doctorat, Université de Limoges, (2006).

K

7. [KAPA.72] N. S. Kapany and J. J. Burke, "Optical Waveguides", New York: Academic, (1972).

L

8. [LI 06] L. Li, A. Schülzgen, S. Chen, and V. L. Temyanko, "Phase locking and in-phase supermode selection in monolithic multicore fiber lasers", *Opti. Lett.*, 31, 2577-2579, (2006).
9. [LI 07] L. Li, A. Schülzgen, H. Li, V. L. Temyanko, J. V. Moloney, and N. Peyghambarian, "Phase-locked multicore all-fiber lasers: modelling and experimental investigation", *J. Opt. Soc. Am. B*, 24, 1721-1728, (2007).

M

10. [MOHA.04] W. S. Mohammed, A. Mehta, and E. G. Johnson, "Wavelength tunable fiber lens based on multimode interference", *J. Ligh. Tech.*, 22, 469-477, (2004).
11. [MOHA.06] W. S. Mohammed, P. W. E. Smith, and X. Gu, "All-fiber multimode interference bandpass filter," *Opt. Lett.* 31, 2547-2549, (2006).

P

12. [PENN.91] E. C. M. Pennings, R. J. Den, A. Scherer, R. Bhat, T. R. Hayes, N. C. Andreadakis, M. K. Smit, and R. J. Hawkins, "Ultracompact, low-loss directional couplers on InP based on self-imaging by multimode interference", *Appl. Phys. Lett.*, 59, 1926-1928, (1991).

S

13. [SELV.05] R. Selvas, I. Torres-Gomez, A. Martinez-Rios, J. A. Alvarez-Chavez, D. A. May-Arriola, P. Likamwa, A. Mehta, and E. G. Johnson, "Wavelength tuning of fiber lasers using multimode interference effects", *Opt. Expr.*, 13, 9439-9445, (2005).
14. [SOLD.95] L. B. Soldano and E. C. M. Penning, "Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications", *J. Ligh. Tech.* 13, 615-627, (1995).
15. [SNYD.83] W. Snyder and J. D. Love, "optical waveguide theory", Kluwer academic publisher, London, (1983).
16. [STAC.10] D. C. Stacey, C. Clarke, G. R. Clarke, W.D. Charlton, "Demonstration of multimode interference effect for PCF connectors" , *Photonic Crystal Fibers IV, Proceedings of the SPIE*, 7714, 77140U-77140U-6 (2010).

U

17. [ULRI.75a] R. Ulrich and G. Ankele, "Self-imaging in homogeneous planar optical waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, 27, 337-339, (1975).
18. [ULRI.75b] R. Ulrich, "Light-propagation and imaging in planar optical waveguides," *Nouv. Rev. Optique*, 6, 253-262, 1975.

V

19. [VEER.92] F. B. Veerman, P. J. Schalkwijk, E. C. M. Pennings, M. K. Smit, and B. H. Verbeek, "An optical passive 3-dB TMI coupler with reduced fabrication tolerance sensitivity", *J. Ligh. Tech.*, 10, ,306-311, (1992).

Z

20. [ZHAN.06] Y. Zhang, Z. Li and B. Li, "Multimode interference effect and self-imaging principle in two-dimensional silicon photonic crystal waveguides for terahertz waves", *Opt. Expr.*, 14, 2679-2689, (2006).
21. [ZHU 08a] X. Zhu, A. Schülzgen, H. Li, L. Li, L. Han, J. V. Moloney and N. Peyghambarian, "Detailed investigation of self-imaging in large-core multimode optical fibers for application in fiber lasers and amplifiers", *Opt. Expr.*, 16, 16632-16645, (2008).
22. [ZHU 08b] X Zhu, A. Schülzgen, H. Li, L. Li, Q. Wang, S. Suzuki, V. L. Temyanko, J. V. Moloney and N. Peyghambarian, "Single-transverse-mode output from a fiber laser based on multimode interference", *Opt. Lett.*, 33, 908-10, (2008).

Chapitre IV.
Gestion modale au sein d'un laser à fibre à 19 cœurs :
combinaison d'un processus d'injection sélective avec
un filtrage spatial en champ lointain

I. Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié le processus d'auto-imagerie dans une fibre de grande aire modale (fibre multimodale à cœur unique ou à sept cœurs unimodaux). Les résultats expérimentaux de démonstration ont été obtenus dans des fibres passives. Nous avons vu qu'avec cette technique, il est possible d'engendrer soit un faisceau de grande aire ($A_{eff} = 769 \mu\text{m}^2$), soit de faible divergence ($M^2 \sim 1$).

Dans ce chapitre, nous étudions une autre voie pour améliorer la qualité spatiale d'émission d'un laser à fibre de grande aire modale. Pour cela, nous avons cette fois-ci utilisé une fibre dopée pour aller au delà d'une simple démonstration de principe. Cette fibre a 19 cœurs unimodaux dopés Ytterbium (Yb^{+3}), elle nous a été gracieusement mise à disposition par l'Institut für Strahlwerkzeuge de l'Université de Stuttgart. Nous avons exploré une configuration laser annulaire proche de celle présentée dans le chapitre précédent. Les différences essentielles viennent des fonctions de filtrage et d'injection de la fibre multimodale. Le processus de contrôle de la population modale est basé à la fois sur une excitation sélective de la fibre multicœurs et sur un filtrage angulaire du rayonnement à l'autre extrémité de cette fibre dans la cavité laser.

La première partie de ce chapitre est consacrée à l'influence des caractéristiques du champ injecté dans la fibre multicœurs, sur les modes guidés. L'objectif principal dans cette partie est de favoriser l'excitation du seul supermode fondamental de la structure guidante pour minimiser les pertes lors de l'étape de filtrage sans affaiblir les contraintes intracavité. Une émission sur le mode fondamental de la fibre multicœurs présente à la fois les avantages liés à la propagation guidée d'un champ de grande section (confinement du champ maîtrisé) et une divergence minimale, donc une très bonne qualité spatiale du faisceau émis. Nous étudierons également dans cette partie, la possibilité d'émettre en sortie de fibre multicœurs, une combinaison de modes afin de comparer leurs caractéristiques spatiales et spectrale d'émissions avec celles du supermode fondamental

Dans la deuxième partie de ce chapitre, on étudiera théoriquement et expérimentalement la combinaison cohérente des émissions d'un laser à deux fibres multicœurs. Les fibres utilisées sont identiques à celle utilisée dans le chapitre précédent avec 7 cœurs passifs. On veut montrer que le processus de gestion modale d'une fibre multicœurs

tel qu'il est décrit dans la première partie de ce chapitre est compatible avec les procédés de combinaison cohérente réalisés par voie passive et démontrés avec des fibres indépendantes unimodales [LHER.07, SHAK.08].

II. Injection sélective d'une fibre multicœurs

On rappelle que le nombre de supermodes guidés dans une fibre à cœurs multiples dépend du nombre de cœurs et des caractéristiques opto-géométriques de ces derniers et donc du taux de couplage entre cœurs voisins [CANA.08]. Dans des cas extrêmes, avec un très fort couplage inter-cœurs et des paramètres structuraux de la fibre bien maîtrisés, il est possible que seul le mode fondamental du guide composite soit un mode guidé [VOGE.10]. Plus généralement, les fibres à cœurs multiples couplés guident un certain nombre de supermodes limité par le nombre de cœurs lorsque ceux-ci sont unimodaux.

II.1. Caractéristiques de la fibre à 19 cœurs

Dans cette étude, nous avons utilisé une fibre à 19 cœurs dopés Yb^{+3} entourés d'une gaine interne pour guider le rayonnement pompe (figure IV.1a).

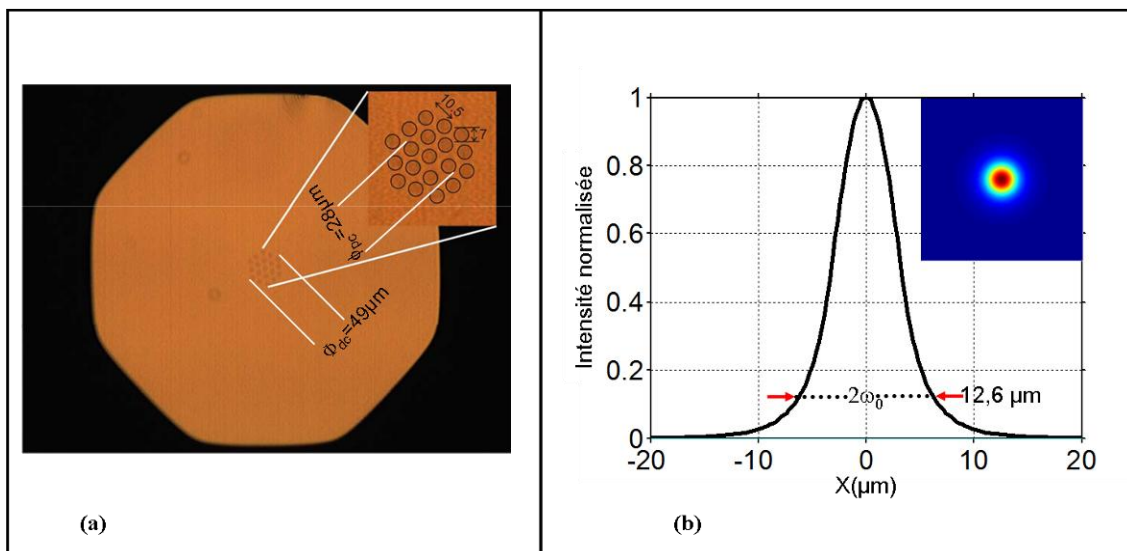


Figure IV.1: a) Image au microscope optique de la fibre à 19 cœurs dopée ytterbium. Dans le coin supérieur droit une image agrandie de la région des 19-cœurs. Les dimensions sont en micromètres. b) Eclaircissement et profil du mode d'un des cœurs pris isolément, calculé à $\lambda=1080 \text{ nm}$.

Les cœurs sont distribués selon un arrangement de type hexagonal compact : un cœur central est entouré d'une première couronne de six cœurs et d'une seconde couronne de douze cœurs.

Les diamètres externes de la première (ϕ_{pc}) et deuxième couronnes (ϕ_{dc}) sont respectivement de 28 μm et 49 μm . La gaine interne a un diamètre de 480 μm et une ouverture numérique de 0,46. Chaque cœur de diamètre $\phi = 7 \mu\text{m}$ a une faible ouverture numérique ($\text{ON}_{\text{core}} = 0,065$). L'entraxe entre deux cœurs adjacents est de 10,5 μm (pitch Λ). L'aire dopée totale de la fibre sur sa section est de $731 \mu\text{m}^2$, ce qui est équivalent à celle d'un seul cœur de diamètre 30,5 μm . Nous avons calculé le mode d'un cœur pris isolément à la longueur d'onde de travail, qui est 1080 nm. Le profil d'éclairement de ce mode est montré sur la figure IV.1b. Le rayon de mode dans un cœur isolé w_0 est de 6,3 μm .

II.2. Comparaison des méthodes de calcul des supermodes de la fibre à 19 cœurs

Nous avons calculé les supermodes guidés dans la fibre à 19 cœurs avec deux méthodes de calcul différentes : la méthode des modes couplés et la méthode globale de résolution des équations de Maxwell par éléments finis. La méthode des modes couplés dénombre autant de modes que de cœurs, car le calcul est réalisé avec un ensemble d'équations de propagation couplées en adéquation avec le nombre de cœurs du guide. Cependant, cette méthode n'est valable que si l'interaction entre cœur n'est pas trop forte [SNYD.83]. Pour cette méthode, nous avons besoin de calculer le taux de couplage entre cœurs voisins en utilisant l'équation (3.26). Ce couplage, 652 m^{-1} à 1080nm, est moins fort que celui calculé avec la fibre à 7 cœurs (965 m^{-1}) car le pitch ($\Lambda = 10,5 \mu\text{m}$) de la fibre à 19 cœurs est plus grand que celui de la fibre à 7 cœur ($\Lambda = 9 \mu\text{m}$), même si les ouvertures numériques favorisent plus le couplage dans le cas de la fibre à 19 cœurs (0,065) qu'à 7 cœurs (0,075). A partir de cette donnée, nous avons calculé les 19 supermodes guidés (les distributions d'éclairement pour les premiers douze supermodes calculées à la longueur d'onde de 1080 nm sont présentées figure IV.2, pour les sept suivant voir l'annexe B) en utilisant l'équation (3.28).

J'ai également calculé les supermodes guidés de la fibre à 19 cœurs par la méthode des éléments finis avec les mêmes paramètres que ceux utilisés avec la théorie des modes couplés. Avec une différence d'indice entre le cœur et la gaine de $\Delta n = 1,4510^{-3}$ ($\text{ON} = 0,065$), on trouve que la fibre ne peut guider que 12 supermodes à 1080 nm (figure IV.3). Dans cette figure les supermodes sont rangés selon un ordre décroissant par rapport à leur constante de

propagation ($\beta_i = \frac{2\pi}{\lambda} n_{ei}$) où β_i et n_{ei} sont respectivement la constante de propagation du $i^{\text{ème}}$ mode et l'indice effective correspondant à β_i , $i=1:19$, numéro du supermode).

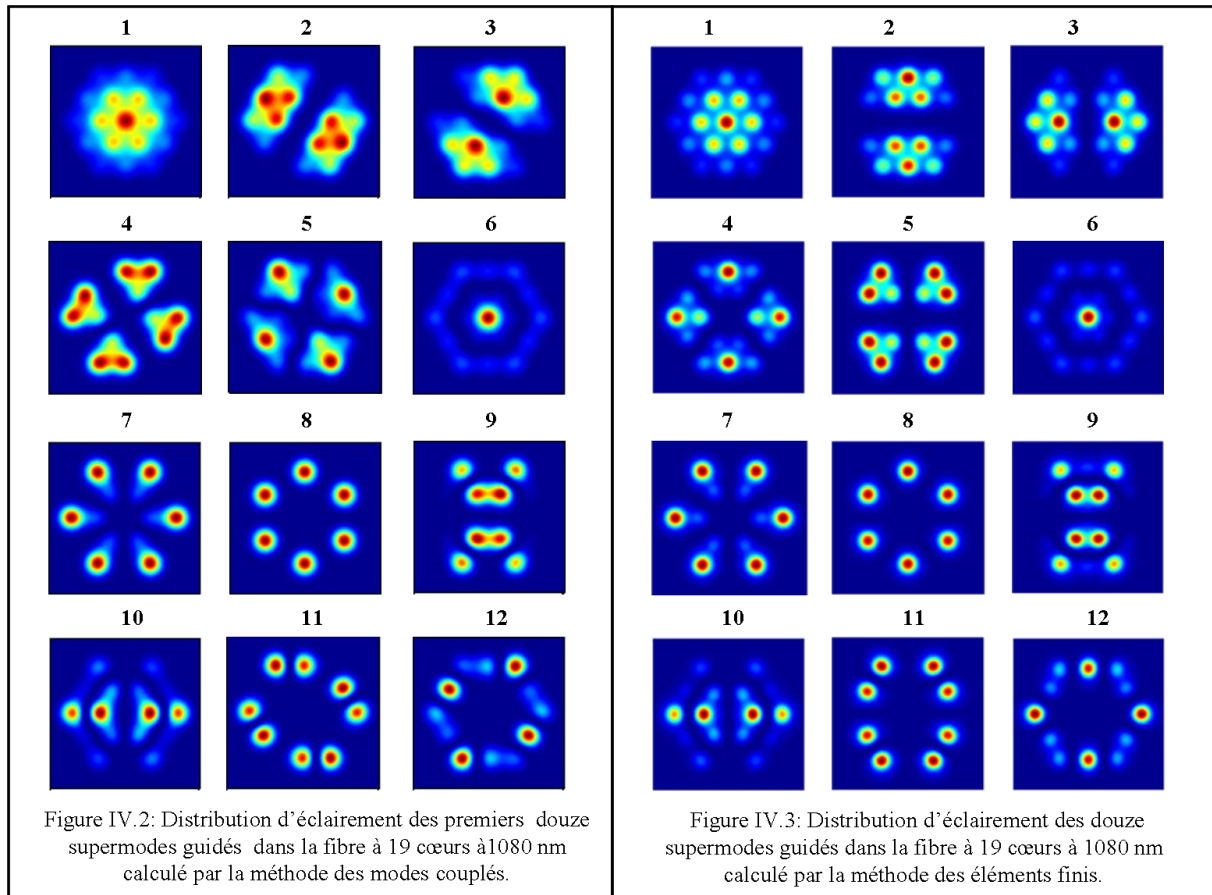


Figure IV.2 et figure IV.3: Distribution d'éclairement des douze premiers supermodes guidés dans la fibre à 19 cœurs à 1080 nm calculé par la méthode des modes couplés et la méthode des éléments finis.

Sur les deux figures (IV.2 et IV.3), on retrouve des formes de modes identiques entre les deux calculs, dans le cas de la résolution par la méthode des éléments finis, plus rigoureuse, le nombre de modes est inférieur aux nombre de cœurs.

Remarque: la méthode des éléments finis est basée sur une résolution des équations de Maxwell aux nœuds d'un maillage triangulaire sans symétrie particulières. Ainsi, pour chaque supermode cette absence de symétrie conduit à trois solutions numériques dont la dégénérescent n'est pas parfaite, les distributions de champ correspondantes sont cependant très semblable, à une rotation de $\pi/3$ ou $2\pi/3$ près. Dans la figure III.3 nous avons représenté pour chaque supermode l'un de ces solutions choisies arbitrairement, dont l'orientation ne correspond pas systématiquement à celle du supermode correspondant trouvé avec la méthode des modes couplés.

Le Tableau IV.1 compare les valeurs des constantes de propagation β_i des douze supermodes guidés, calculées par les deux méthodes décrites précédemment. Dans ce tableau, on remarque que les deux méthodes de calcul donnent les mêmes modes dégénérés, (2&3 et 4&5, 9&10 et 11&12).

Méthode de calcul	$\beta_1 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$	$\beta_2 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$	$\beta_3 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$	$\beta_4 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$	$\beta_5 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$	$\beta_6 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$	$\beta_7 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$	$\beta_8 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$	$\beta_9 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$	$\beta_{10} \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$	$\beta_{11} \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$	$\beta_{12} \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$
Eléments finis	8,437602	8,437009	8,437009	8,436258	8,436258	8,43599	8,435508	8,435229	8,434891	8,434891	8,434461	8,434461
Modes couplés	8,444815	8,444011	8,444011	8,443151	8,443151	8,443151	8,442453	8,442233	8,441981	8,441981	8,441703	8,441703

Tableau IV.1: Constantes de propagation des douze premiers supermodes guidés dans la fibre à 19 cœurs calculés par les méthodes des éléments finis et des modes couplés.

Il existe toutefois une différence ($< 0,1\%$) entre les valeurs de constante de propagation pour chaque supermode calculée par les deux méthodes. Ce décalage est confirmé lorsque l'on fait une analyse spectrale de la constante de propagation β du supermode fondamental calculé avec les deux méthodes.

La figure IV.4 montre que le comportement spectral est également très semblable d'une méthode de calcul à l'autre (courbes de pentes identiques).

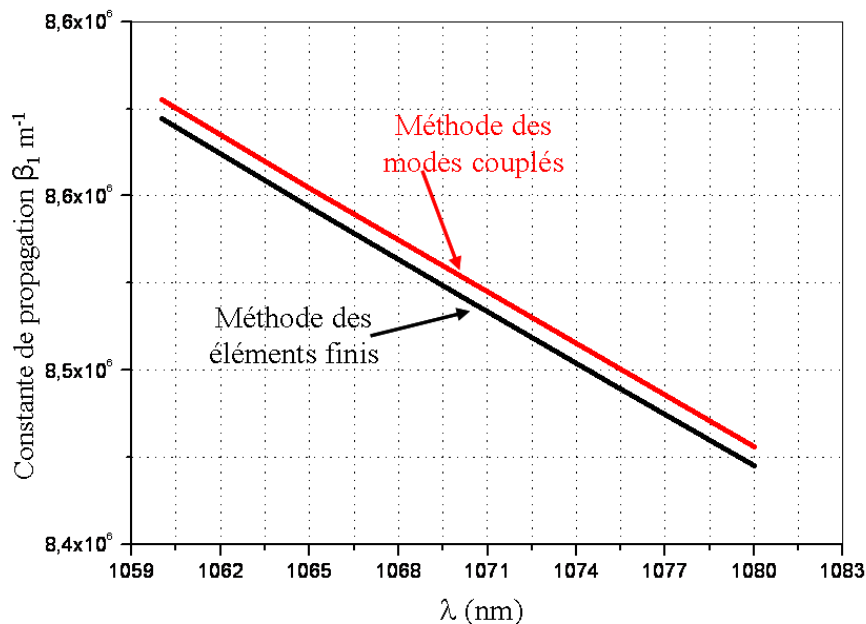


Figure IV.4: Evolution de la constante de propagation du supermode fondamental en fonction de la longueur d'onde, calculée selon les méthodes des modes couplés et des éléments finis.

Compte tenu du temps important nécessaire aux calculs rigoureux par éléments finis des modes propagés dans la fibre multicœurs lors des calculs de réponses spectrales du dispositif

étudié, et compte tenu de la très faible différence en termes de forme et de constantes de propagations de ces supermodes calculés par les deux méthodes, nous avons uniquement considéré par la suite, ceux calculés par la théorie des modes couplés. Cependant, nous n'avons considéré que les douze premiers supermodes guidés de la fibre pour être en accord avec les résultats obtenus avec le logiciel Comsol. Le tableau IV.2 présente la distribution d'éclairement de ces modes en champ proche, avec leur aire effective (Annexe C), et en champ lointain, ainsi que leur facteur de qualité M^2 correspondant. On remarque que c'est le supermode fondamental 1 qui cumule le plus d'avantages, à la fois l'aire effective la plus grande et la divergence la plus faible de tous les douze supermodes guidés dans la fibre multicœurs. Pour savoir comment exciter ce mode fondamental, nous avons calculé le coefficient d'excitation C_n (n est le numéro des supermodes considérés selon l'arrangement du tableau précédent) entre les modes de cette fibre et le mode d'une fibre unimodale d'injection, tel que nous l'avons décrit dans le chapitre précédent (équation (3.20)).

Supermode	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	
CP													
CL													
$A_{\text{eff}}(\mu\text{m}^2)$	1203	1088	1088	1071	1071	789	843	638	724	774	724	724	
M_x^2	1,17	1,26	1,62	1,58	1,65	1,42	1,77	1,64	1,73	1,07	1,75	1,81	
M_y^2	1,17	1,62	1,26	1,65	1,58	1,42	1,77	1,64	1,01	1,81	1,81	1,75	

Tableau IV.2: Distribution d'éclairement des champs proches et lointains des douze supermodes guidés dans la fibre à 19 cœurs avec leurs aires effectives et leurs M^2 à 1080 nm ; x correspond à l'axe horizontal des champs sur les images alors que y correspond à l'axe vertical.

La figure IV.5 montre les coefficients d'excitation des douze supermodes en fonction de l'entraxe entre les deux fibres. Le mode d'injection a un rayon de $\omega_i \sim 3,3 \mu\text{m}$ (fibres en butée). Pour une injection centrée, seuls les deux supermodes 1 et 6 sont excités. C'est dans cette position que l'on excite le moins de supermodes de la fibre à 19 cœurs. Les coefficients d'excitation C_n pour tous les supermodes sont nul sauf pour le premier et le sixième supermode qui sont à symétrie axiale. Pour exciter uniquement le supermode fondamental de la fibre multicœurs, il est nécessaire d'optimiser le rayon du mode d'injection (ω_i).

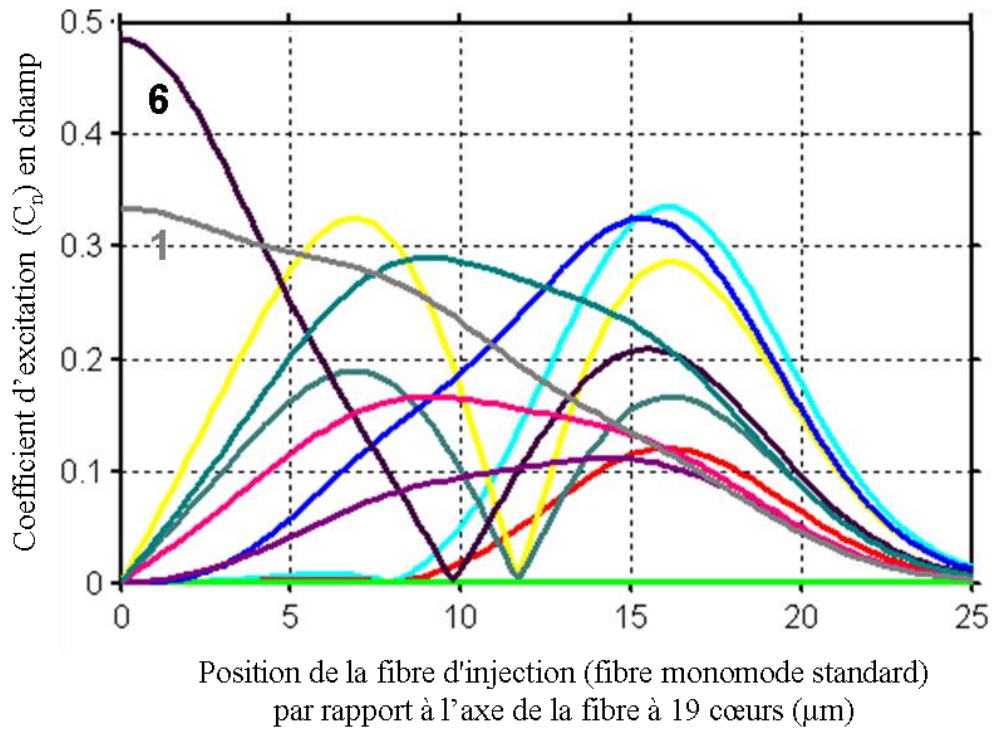


Figure IV.5: Coefficient de couplage entre le mode fondamental de la fibre unimodale d'injection de diamètre $6,2 \mu\text{m}$ et les 12 supermodes guidés dans la fibre à 19 cœurs en fonction de l'entraxe entre les deux fibres (fibre d'injection et fibre à 19 cœurs).

La figure IV.6b montre l'évolution des coefficients d'excitation des deux modes à symétrie de révolution (1 et 6), à un champ de type gaussien centré dont on fait varier son diamètre.

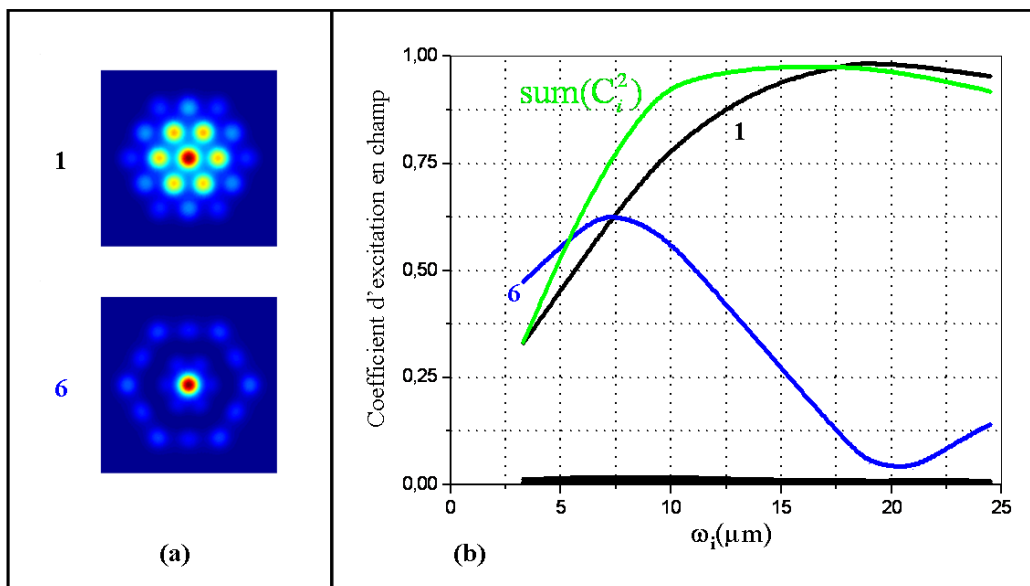


Figure IV.6: a) Distributions d'éclairement des deux supermodes à symétrie axiale (mode fondamental et mode 6) excités par une injection centrée ; b) Coefficients d'excitation (C_n) des supermodes 1 et 6 de la fibre à 19 cœurs en fonction du rayon du mode injecté (ω_i).

Cette figure montre également la fraction d'énergie couplée dans les supermodes qui est égale à la somme des modules au carré des coefficients d'excitation. La figure IV.6b montre que l'énergie couplée ($\sum(C_n^2)$ sur la figure) atteint un optimum entre 12 et 20 μm de rayon du mode d'injection. Le coefficient d'excitation du supermode fondamental est maximum vers 18 μm alors que celui du mode 6 est minimum vers 20 μm . Donc cette courbe montre clairement que pour discriminer les deux modes centro-symétriques tout en couplant un maximum d'énergie dans la fibre à 19 cœurs, il faut injecter un champ de rayon compris entre 17 et 20 μm . Avant de considérer cette situation, nous avons voulu nous intéresser au cas de figure où le mode d'injection a une section comparable à celle d'un des cœurs de la fibre multicœurs. Ce cas de figure peut être relativement simple à mettre en place en pratique car il suffirait de souder la fibre unimodale d'injection à la fibre multicœurs. Examinons donc cette situation où le mode d'injection a un rayon de $\sim 6 \mu\text{m}$ proche de celui du mode d'un des cœurs de la FMC pris isolément ($\omega_0 = 6,3 \mu\text{m}$ voir figure IV.1). Les modes 1 et 6 sont excités de manière à peu près équilibré ($C_1 \sim 0,54$ et $C_6 \sim 0,6$), l'énergie globale couplée dans la fibre est proche de 65%. Dans l'autre cas de figure où l'injection est réalisé avec un mode large ω_i ($\omega_i = 20\mu\text{m}$), presque toute l'énergie couplée est portée par le mode 1 ($C_1 = 0,98$ et $C_6 = 0,04$).

III. Principe de fonctionnement du laser à fibre multicœurs dont la population modale est gérée par injection sélective et filtrage spatial

La configuration laser explorée est de type annulaire unidirectionnel. Le schéma de principe est illustré sur la figure IV.7. La cavité est scindée en deux parties fibrées distinctes: une boucle de rétroaction unimodale sur laquelle un éventuel préamplificateur peut être inséré et une fibre multicœurs amplificatrice. Un coupleur de sortie fortement déséquilibré (S), réfléchit une faible partie du rayonnement émis par la fibre multicœurs vers la fibre de rétroaction, alors que la majeure partie est extraite de la cavité. La fraction d'énergie conservée dans la cavité traverse un système optique (lentille L) qui affiche le spectre d'ondes planes (plan P2) des multiples faisceaux (plan P1) émis par les cœurs multiples de la fibre active. 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. La fibre unimodale de rétroaction (fibre de collection) a un double rôle pour ordonner spatialement l'émission de la fibre multicœurs.

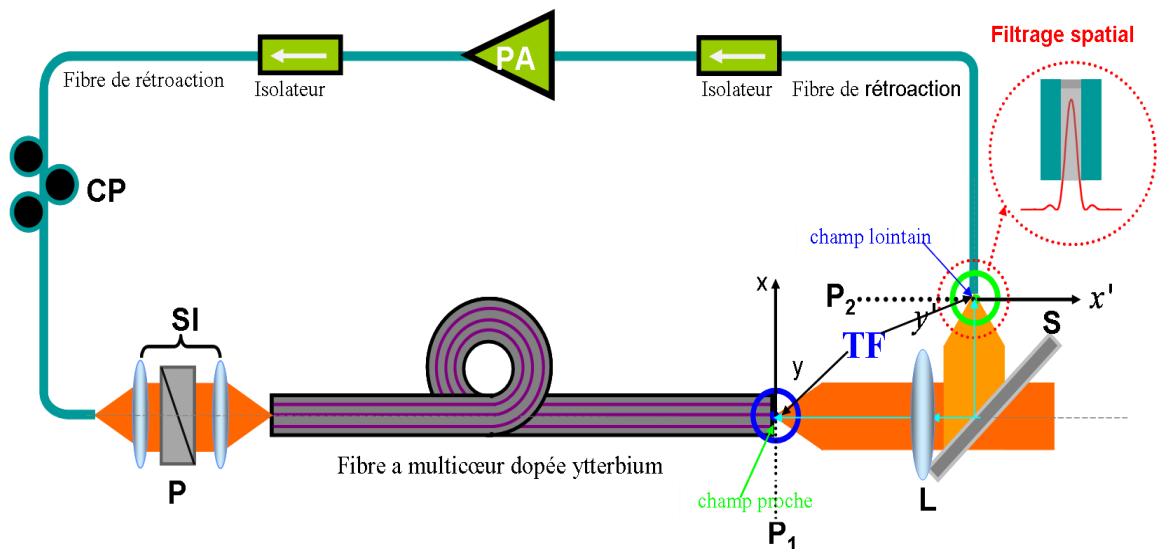


Figure IV.7: Schéma de principe de la cavité multicœurs à injection sélective, PA: Préaliminateur, CP: Contrôleur de polarisation, SI : Système imageur, P: polariseur, S : Lame séparatrice faiblement réfléchissante, TF: Transformée de Fourier., P1 : Plan 1, P2 : Plan 2.

- Sa première fonction est d'exciter sélectivement les modes guidés de la fibre multicœurs. Pour cela un dispositif d'imagerie (SI sur le schéma) permet d'ajuster à la fois la position et le diamètre du mode de la fibre unimodale dans le plan d'entrée de la fibre multicœurs.
- La seconde fonction est de filtrer le spectre d'ondes planes (filtrage angulaire dans le plan P2) du champ en sortie de la fibre multicœurs. La fibre de collection ne collecte qu'une partie de la figure de diffraction à l'infini, correspondant au lobe central lorsque les faisceaux provenant des différents cœurs sont verrouillés en phase, en régime établi.

La maîtrise des états de polarisation des champs dans le plan de la fibre de collection est un élément essentiel pour verrouiller efficacement leur phase. Les états de polarisation et leur orientation doivent en effet être identiques dans ce plan là pour maximiser le contraste dans ce plan d'interférence. Une alternative à l'utilisation de contrôleurs de polarisation et de polariseur serait de n'utiliser que des éléments et fibres à maintien de polarisation dont les axes seraient méticuleusement alignés afin d'imposer une polarisation rectiligne de même orientation pour l'ensemble des faisceaux élémentaires dans le plan de filtrage.

Le principe de verrouillage en phase dans ce dispositif est très proche de celui décrit dans le chapitre précédent, à ceci près que le filtrage spatial réalisé dans la boucle de rétroaction est effectué en champ lointain alors que précédemment il l'était en champ proche. Ce filtrage permet ainsi d'être tout aussi sélectif pour une section limitée d'émission (émis

que par une partie des cœurs), que pour une section large (émission de tous les cœurs). Les informations d'amplitude et de phase sont redistribuées dans tout le plan spectral (fréquences spatiales), et un filtrage dans ce plan là affecte l'ensemble des faisceaux contrairement à un filtrage en champ proche comme celui pratiqué dans le chapitre précédent. Cependant, comme précédemment, les pertes sont minimales lorsque le champ dans le plan P2 (ici, la figure de diffraction à l'infini) exhibe un lobe intense. Ce cas de figure est obtenu lorsque les faisceaux élémentaires des différents cœurs sont cophasés. La mise en cohérence des différents cœurs est assurée par la fibre de collection qui joue le rôle de filtre angulaire (plan P2). Le laser auto-organise son spectre d'émission pour osciller sur la structure de champ de moindres pertes correspondant ici à des émetteurs (émissions provenant des 19 cœurs de la fibre) en phase pour laquelle la figure de diffraction comporte un maximum d'intensité centré sur la fibre de collection. Concrètement, le laser à fibre multicœurs 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 de collection. Ce jeu de fréquences évolue et s'auto-ajuste en permanence, par exemple pour faire face aux perturbations extérieures qui font fluctuer les chemins optiques dans la fibre multicœurs.

Comme le filtrage que nous proposons est réalisé en champ lointain, il est intéressant de connaître ce dernier dans le cas de champs émis par de multiples émetteurs agencés selon une distribution périodique comme les cœurs d'une fibre multicœurs. Les paramètres fondamentaux d'un champ multi-distribué sur son profil en champ lointain, sont l'entraxe entre cœurs (pitch Λ), le diamètre et l'ouverture numérique de ses cœurs. Ainsi, plus les champs entre cœurs sont couplés, moins les modulations de l'enveloppe des champs cophasés (supermode fondamental) sont contrastées, plus le lobe principal en champ lointain est prédominant. La figure IV.8 montre les caractéristiques principales qui relient les figures en champ proche et lointain dans le cas d'un rayonnement uniphase (supermode fondamental) de 19 sources distribuées selon une maille triangulaire.

Elle montre également deux exemples de répartition de champs faiblement et fortement couplés (champs proches) et les distributions d'éclairement correspondant en champ lointain. Dans le cas d'une fibre à cœurs couplés, l'essentiel de la puissance en champ lointain est contenu dans le lobe central et très peu de puissance est perdue dans les lobes satellites dits de réseau comme dans les configurations lasers à fibres multiples indépendantes [LI 06].

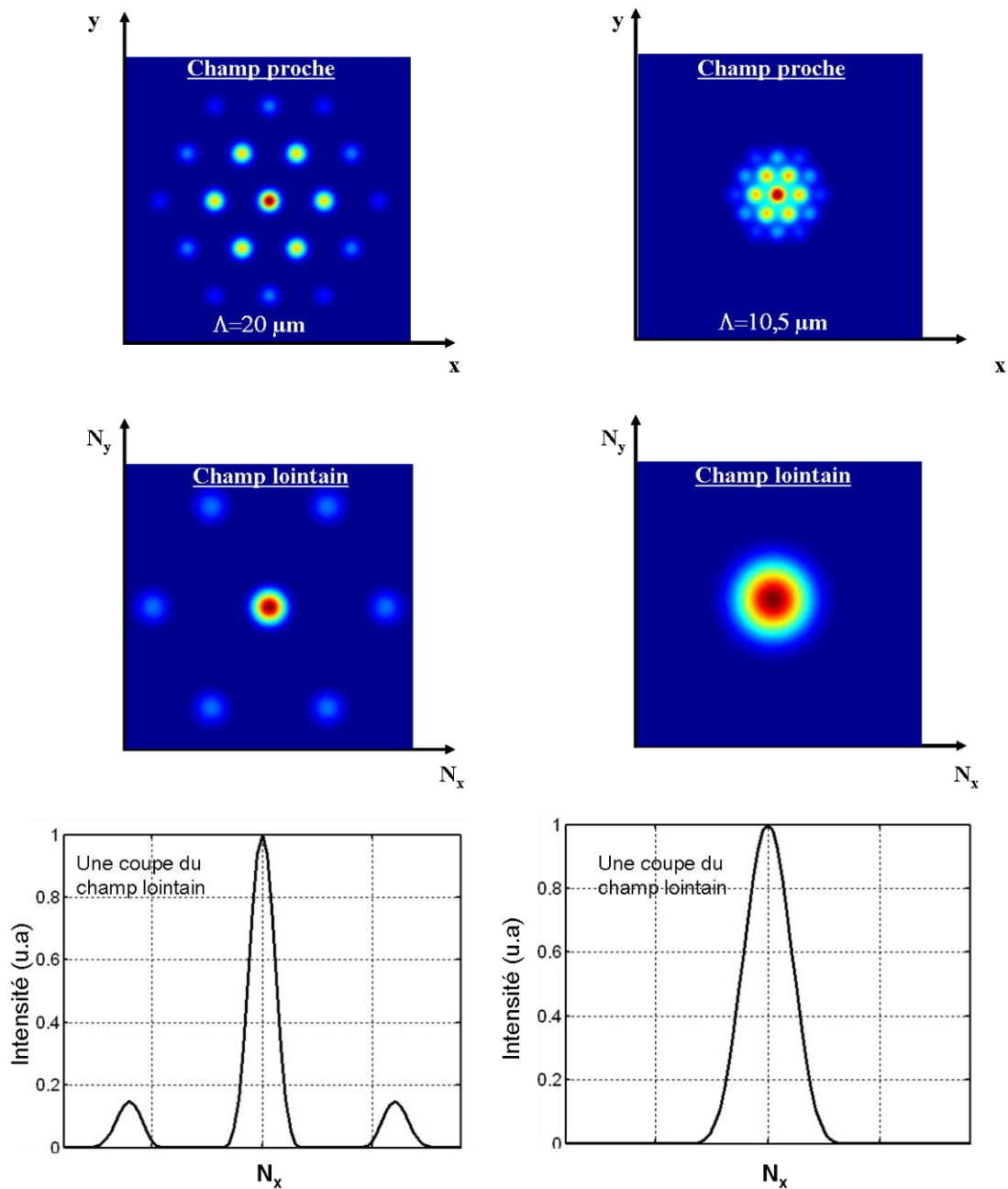


Figure IV.8: Distributions d'éclaircements et profils des champs lointain et proche dans le cas du supermode fondamental d'une fibre à 19 cœurs de pitch $20 \mu\text{m}$ et $10,5 \mu\text{m}$ (cas de la fibre utilisée) calculés à 1080nm .

IV. Démonstration expérimentale de la gestion modale dans un laser à fibre à 19 cœurs couplés par injection sélective et filtrage spatial

L'objectif de l'étude est de gérer la population modale du laser à fibre multicœurs de façon à émettre un faisceau de faible divergence tout en exploitant la totalité de la section

dopée de la fibre. Deux contenus modaux sont étudiés dans cette partie. Le premier met en œuvre un couple de modes alors que dans la dernière partie on cherchera à ne sélectionner que le mode fondamental de la fibre multicœurs. Lors des expériences menées, nous avons configuré le laser à fibre multicœurs selon le schéma de la figure IV.9.

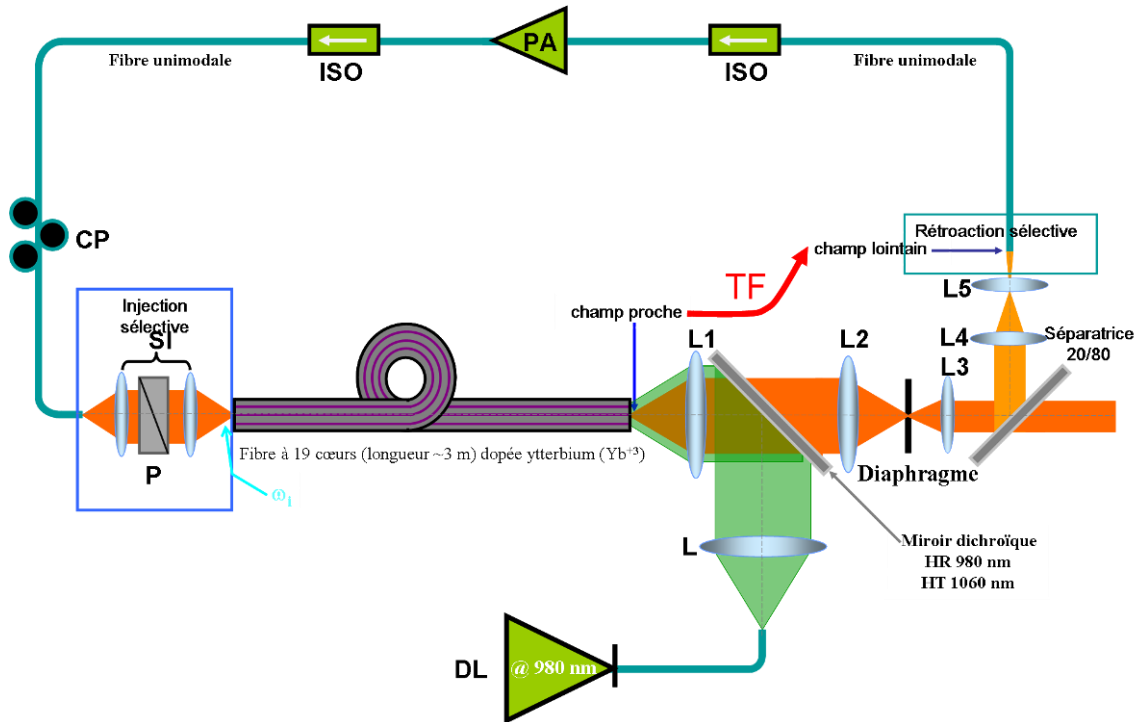


Figure IV.9: Montage expérimental de la cavité annulaire intégrant la fibre à 19 cœurs dopés ytterbium, DL: diode laser; L_i ($i = [1, 5]$): lentilles convergentes; ISO: isolateur optique; PA: préamplificateur; CP: contrôleur de polarisation; P: cube polariseur et SI: système imageur.

Il intègre la fibre à 19 cœurs dopés aux ions de terre rare (Yb^{+3}) d'une longueur d'environ 3 mètres, enroulée sur un support avec un rayon de courbure d'une quinzaine de centimètres. Celle-ci est pompée par une diode laser fibrée (DL, le diamètre du cœur de la fibre d'amenée est de $105 \mu\text{m}$ et son ouverture numérique 0,22) émettant à 980nm via un miroir dichroïque de transmission maximale à 1064 nm et de réflexion maximale à 980nm. En sortie de fibre multicœurs, le signal est filtré par un diaphragme en champ proche pour limiter le bruit du au rayonnement pompe non absorbé et guidé par la gaine interne de la fibre. 20% du faisceau émis est réfléchi par le coupleur de sortie du laser vers la fibre de rétroaction tandis que la majeure partie (80 %) constitue le faisceau de sortie du laser. Une fibre de rétroaction unimodale assure le filtrage angulaire (dans le plan des fréquences spatiales P_2) du faisceau intracavité. La fibre multicœurs est excitée par le mode de la fibre unimodale de rétroaction, par l'intermédiaire d'un système d'imagerie en espace libre (SI) qui permet de faire varier la taille (ω_i) du faisceau d'injection.

IV.1. Deux modes sont guidés dans la fibre à 19 cœurs

Nous considérons maintenant le cas de figure où le système d'injection permet de coupler le mode de la fibre unimodale dans le seul cœur central de la fibre multicœurs (figure IV.10). Le système imageur SI impose alors un grandissement de $\sim 1,8$, (les deux focales pour le système imageur SI sont 6,2 mm et 11mm) et le mode d'injection à un rayon de $6 \mu\text{m}$. Pour une injection centrée, on rappelle que les supermodes 1 et 6 sont les seuls modes excités et de façon égale (figure IV.5). Alors, en sortie de la fibre à 19 cœurs, le champ est une combinaison linéaire entre ces deux supermodes.

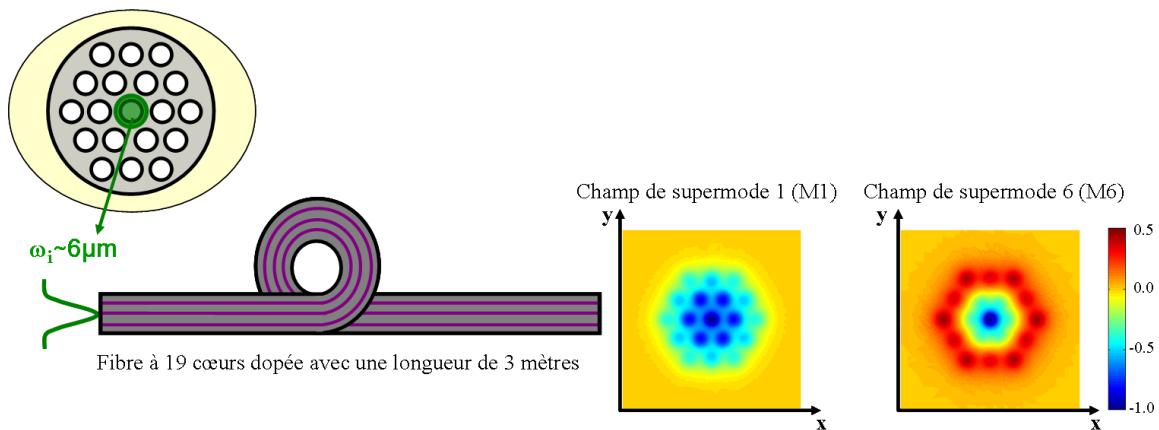


Figure IV.10: Excitation de la fibre à 19 cœurs par un mode d'injection de petit rayon ($\omega_r \sim 6 \mu\text{m}$) ; Distribution en champ des supermodes 1 et 6.

La figure IV.11 montre les distributions d'éclairement calculées des combinaisons en phase et en opposition de phase de ces deux modes (champ proche et champ lointain), c'est-à-dire ce à quoi il est possible d'aboutir en sortie de fibre multicœurs pour ce type d'injection centrée. Lorsque les deux modes sont en phase, l'énergie est concentrée dans le cœur central et la première couronne, le champ lointain présente une intensité maximale sur un cercle de petit diamètre autour de l'axe de propagation. Lorsque les deux modes sont en opposition de phase, l'énergie est concentrée sur la couronne de cœurs périphériques et le champ lointain présente un fort lobe central. Les éclairements montrés sur la figure IV.11 sont normalisés de façon identique pour comparaison. Lorsque les deux modes sont en phase, la qualité spatiale du faisceau ($M^2 = 1,54$) est meilleure que lorsque les deux modes sont en opposition de phase ($M^2 = 3,07$). Le faisceau pour lequel la combinaison des deux modes est en phase affiche une aire effective moins grande ($A_{\text{eff}} = 400 \mu\text{m}^2$) que celle pour les modes en opposition de phase ($A_{\text{eff}} = 1517 \mu\text{m}^2$).

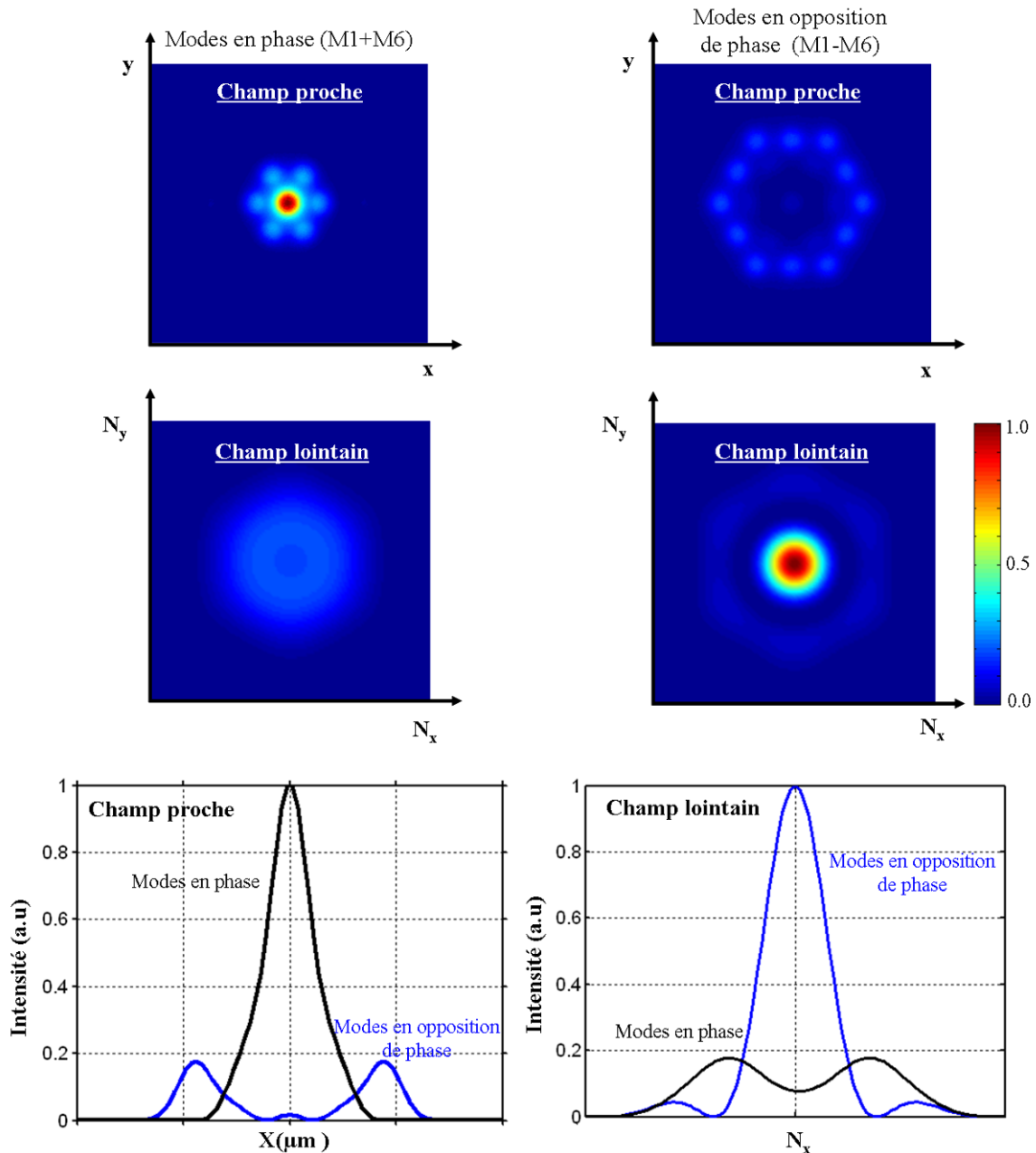


Figure IV.11: Distributions d'éclairage et profils calculés (à échelles identiques) des combinaisons en phase et en opposition de phase des deux supermodes 1 et 6, en champ proche et en champ lointain.

Cependant, le paramètre important pour le gain comme pour les effets non linéaire est l'aire effective moyennée sur la longueur de propagation qui vaut ici $\langle A_{\text{eff}} \rangle = 990 \mu\text{m}^2$. Cette valeur est inférieure mais de peu à la surface du supermode fondamental ($1207 \mu\text{m}^2$).

Dans la fibre multicœurs, les deux modes échangent de l'énergie tout au long de leur propagation guidée. Nous avons calculé ces battements de modes dans les 3 premiers centimètres de la fibre à 19 cœurs pour une longueur d'onde fixée à 1080 nm (figure IV.12) et dans le domaine spectral pour une longueur de propagation fixée à 3 m (figure IV.13).

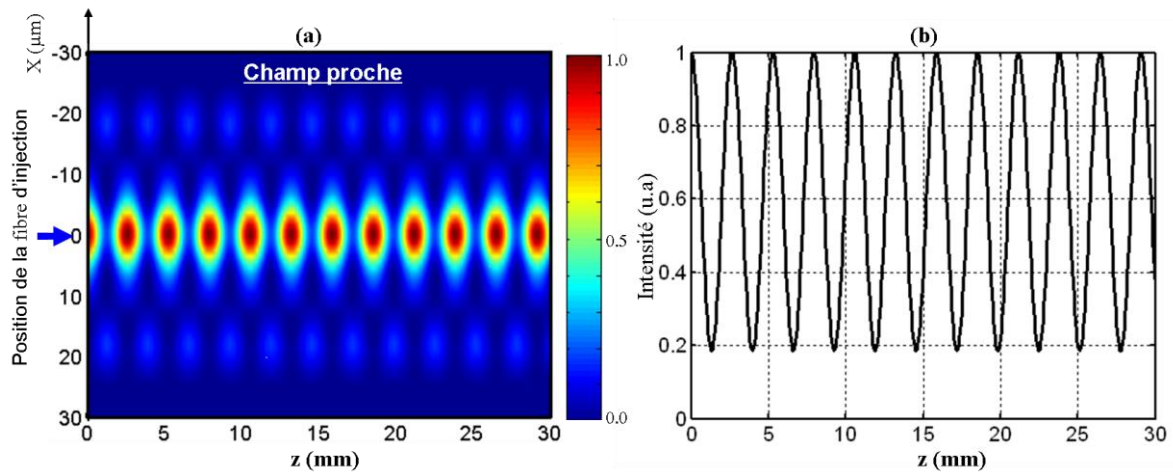


Figure IV.12: Evolution suivant une section radiale de l'éclairage sur les trois premiers centimètres de la fibre à 19 cœurs, calculée à la longueur d'onde de 1080nm quand on excite le cœur central de la fibre à 19 cœurs par un mode d'injection de rayon $6\mu\text{m}$; b) évolution de l'intensité sur l'axe de la fibre.

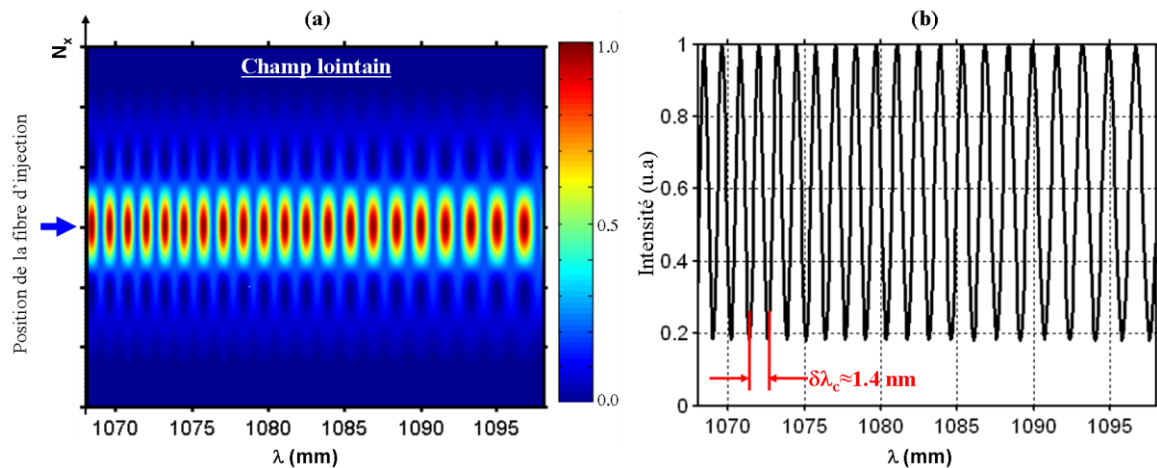


Figure IV.13: Evolution du battement de modes en champ lointain calculé dans le domaine spectral, en fonction de la longueur d'onde pour à une longueur de fibre de 3 mètres quand on excite le cœur central de la fibre à 19 cœurs par un mode d'injection de rayon $6\mu\text{m}$; b) évolution sur l'axe de la fibre.

Sur la figure IV.12, on observe le battement des deux modes en fonction de leur déphasage accumulé au cours de la propagation. Sur cette même figure est montrée l'évolution du champ lointain correspondant. Comme attendu, on remarque clairement que sur l'axe moyen de propagation, l'intensité en champ lointain évolue avec un fort contraste. Il est donc possible de favoriser une combinaison modale par rapport à l'autre en collectant uniquement le lobe central en champ lointain avec la fibre de rétroaction.

La figure IV.13 donne la réponse spectrale du système lorsque l'on applique ce filtrage. Cette modulation spectrale est périodique, avec une période $\Delta\lambda_c = 1,4\text{nm}$ pour une longueur de fibre à 19 cœurs de 3 mètres. Sur cette courbe, les valeurs maximales

correspondent donc aux deux modes en phase, alors que les valeurs minimales correspondent aux deux modes en opposition de phase. Le système optique (L_i) est ajusté pour que le lobe central de la figure de diffraction à l'infini, dans le plan P2, ait un rayon de $3,6\mu\text{m}$, un peu supérieur au rayon ($3,3\mu\text{m}$) de mode de la fibre de rétroaction. La sélection de la combinaison modale est réalisée en pratique en positionnant transversalement la face d'entrée de la fibre unimodale dans son plan (Figure IV.14).

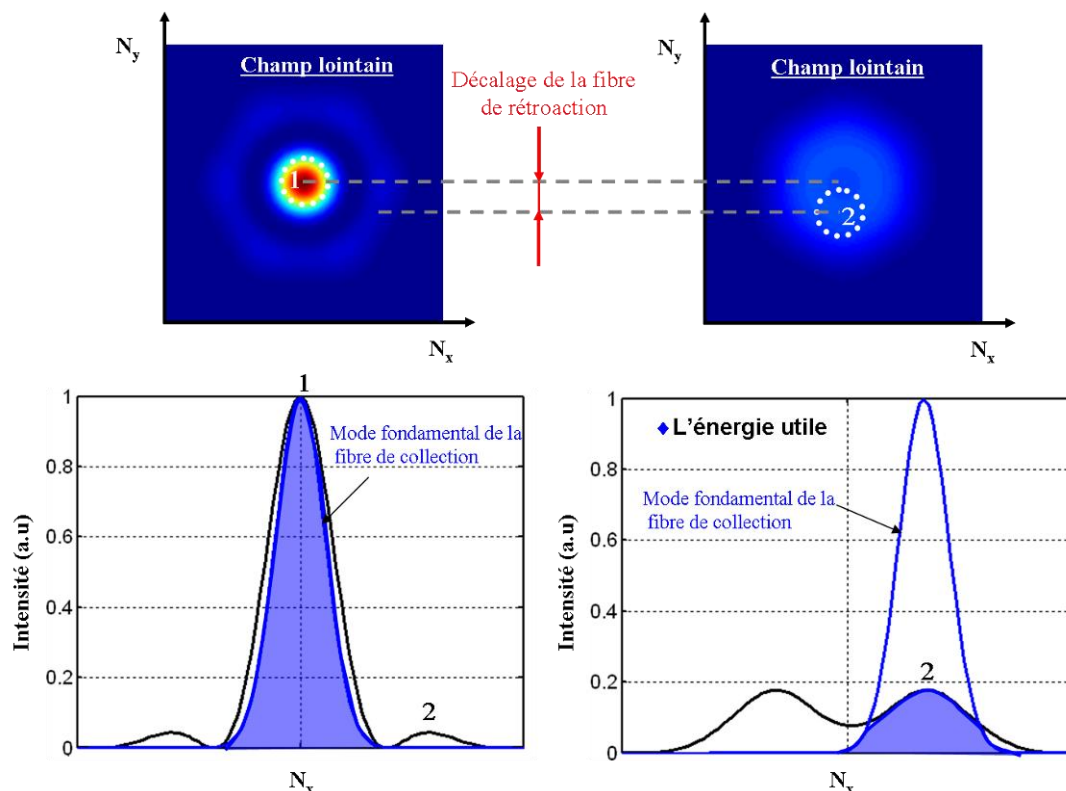


Figure IV.14: Distribution d'éclairement en champ lointain et profils des deux combinaisons modales possibles, en phase et en opposition de phase, pour une excitation centrée par un mode de rayon $6\mu\text{m}$. Les cercles en pointillés blancs donnent les deux positionnements caractéristiques (1 et 2) du cœur de la fibre de collection.

Selon la position de cette fibre (Figure IV.14) on peut favoriser l'une ou l'autre combinaison modale en sortie de la fibre multicœurs (avec un lobe central intense ou une dépression d'intensité au centre), la fibre d'injection à l'autre extrémité de la fibre à 19 cœurs reste centrée dans les deux cas. L'intégrale de recouvrement entre le mode de la fibre de collection et la combinaison modale en phase et en opposition de phase est très différente selon le positionnement transversal de cette extrémité de fibre dans le plan P2. Ainsi, avec le positionnement 1 (Figure IV.14), le couplage dans la fibre de collection est de 73% pour la combinaison de modes en opposition de phase et de 47% pour la combinaison de modes en phase.

La figure IV.15 montre la distribution d'éclairement relevé expérimentalement en sortie de la fibre à 19 cœurs lorsque la boucle de rétroaction est coupée (obstacle dans la cavité devant la fibre de collection). De cette figure symétrique, on peut en déduire que dispositif SI assure bien une injection centrée.

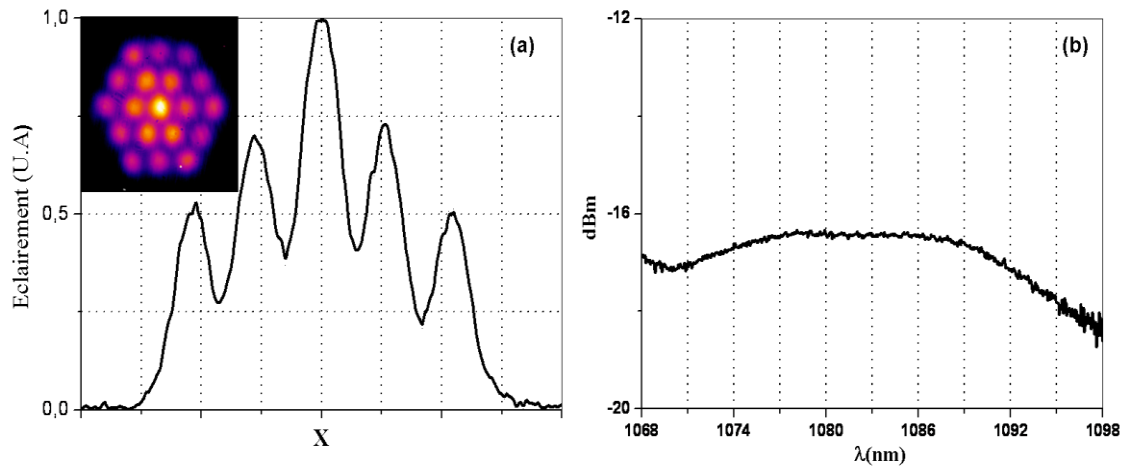


Figure IV.15: a) Eclairement et profil du faisceau en sortie de la fibre à 19 cœurs sans rétroaction pour une excitation centrée de la fibre par un mode gaussien de rayon $6 \mu\text{m}$ et b) spectre d'émission (émission stimulée amplifiée) mesurée en sortie du laser dans ce cas de figure.

Quand on filtre le lobe central en champ lointain par la fibre de rétroaction (position 1, rétroaction opérationnelle, figure IV.14), on obtient en champ proche une figure très semblable à celle théoriquement attendue (figure IV.16), les deux modes sont en phase en sortie de la fibre multicœurs. De la même façon, en décalant la fibre de rétroaction de $6 \mu\text{m}$, on peut sélectionner de manière robuste l'autre combinaison modale. On retrouve également la réponse spectrale du système telle que nous l'avons calculée et montrée sur la figure IV.14. On remarque la modulation périodique dans la bande spectrale d'émission (Figure IV.17). Cette modulation est de même période que celle calculée ($\delta_c = 1,4 \text{ nm}$ - figure IV.13). Le battement modal est également conforté par la complémentarité des modulations spectrales engendrées par les deux combinaisons de modes sélectionnées en sortie du laser. Le laser génère une puissance maximale de $2,3 \text{ W}$ pour $17,5 \text{ W}$ de pompage. Le rendement de conversion opto-optique est faible (figure IV.18) et peut être attribué à des pertes d'origines diverses.

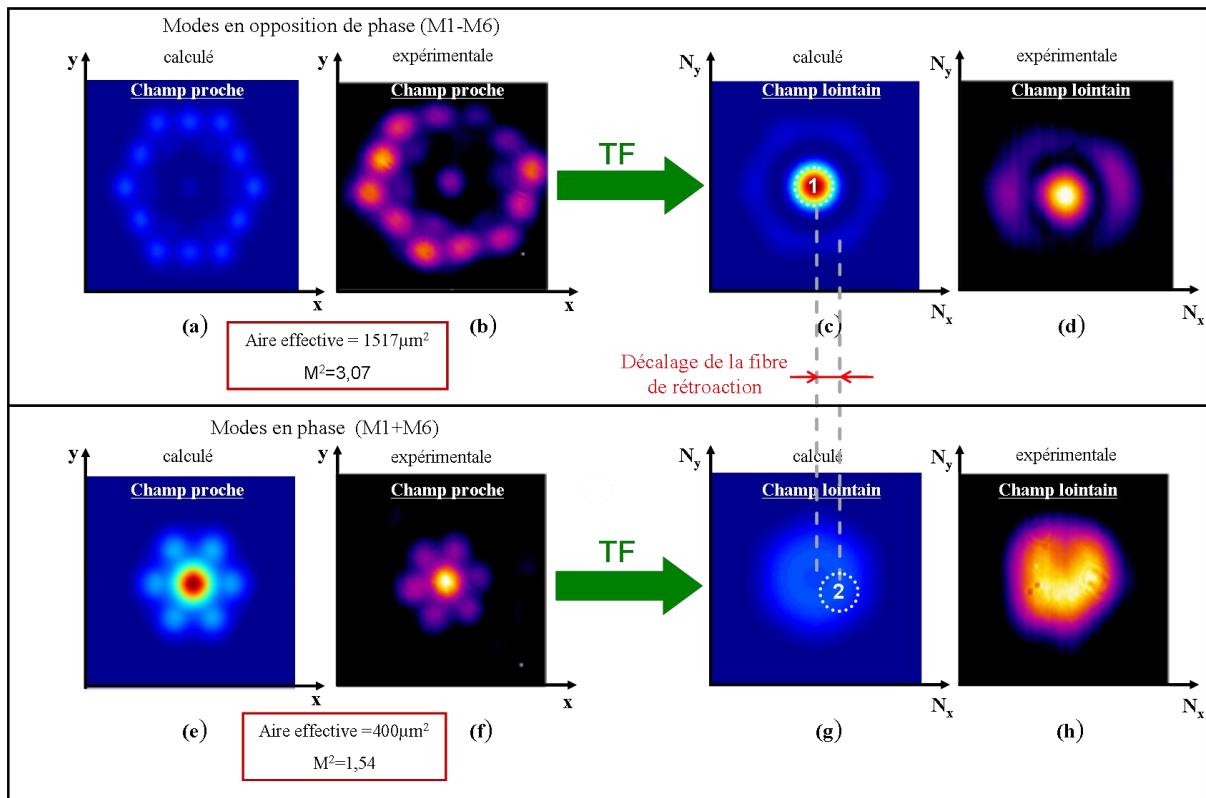


Figure IV.16: Distributions d'éclaircements, calculés et mesurés expérimentalement, en champs proches et lointains à la sortie de la fibre à 19 cœurs lorsqu'elle est excitée par un faisceau gaussien centré de rayon $6 \mu\text{m}$.

Tout d'abord, plusieurs composants, comme le miroir dichroïque et les deux isolateurs, ne sont pas optimisés pour la longueur d'onde d'exploitation à 1080 nm . D'autre part, le pic de gain du préamplificateur et de la fibre multicœurs amplificatrice diffère de manière significative de 35 nm . La fibre multicœurs émet naturellement autour de 1043 nm (figure IV.19) alors que le préamplificateur est calé autour de 1080 nm .

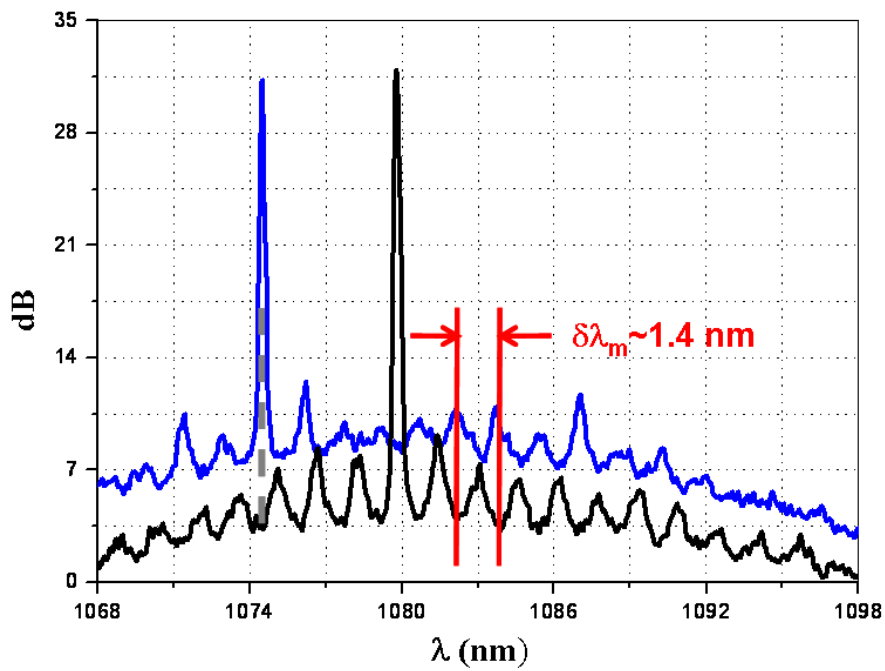


Figure IV.17: Spectres d'émission du laser (courbe noire pour la combinaison de modes en opposition de phase, en bleu pour les modes en phase).

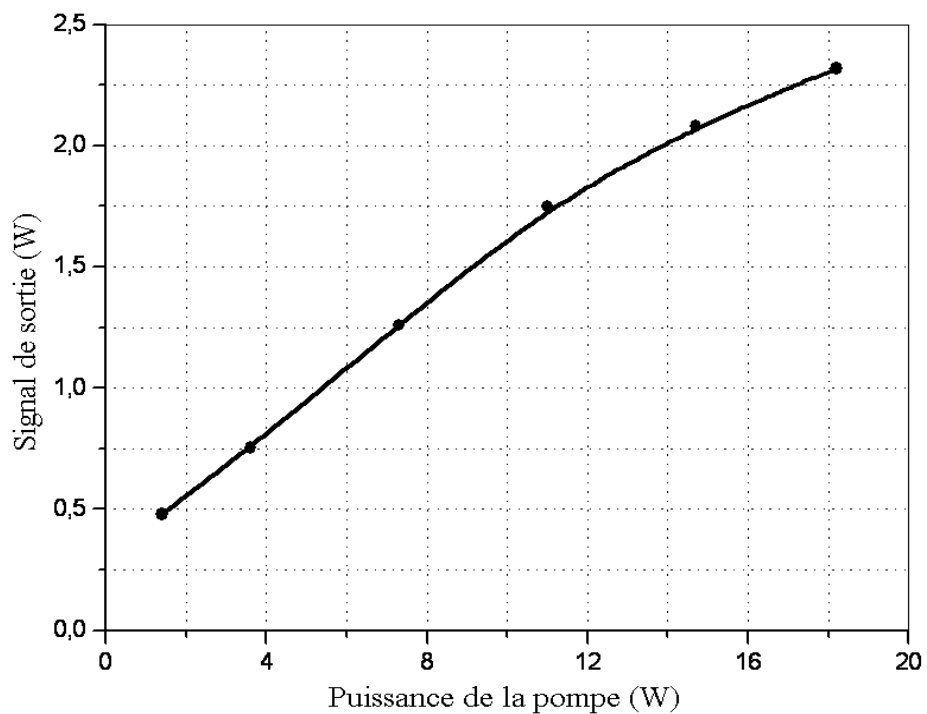


Figure IV.18: Puissance de sortie du laser en fonction de la puissance pompe (puissance extraite sans pompe = 300mW, due à l'étage préamplificateur dans la boucle de rétroaction)

Enfin, le processus de contrôle modal induit des pertes qui sont intrinsèques à la méthode de filtrage et d'injection. Ces pertes sont, en régime établi, de 53% pour une combinaison modale en phase et de 23% pour une combinaison modale en opposition de phase (figure IV.14), et l'injection ne permet de coupler que 45% de la puissance du mode d'injection (figure IV.5). Ces expériences de principe ont démontré que le dispositif d'injection sélective couplé à un filtrage spatial intracavité est très efficace et robuste au cours du temps. Nous avons pu sélectionner deux combinaisons modales de façon simple et reproductible. Théoriquement, le faisceau de sortie lorsque les deux modes sont en opposition de phase présente une qualité de faisceau ($M^2=3,07$) moins bonne que lorsque les deux modes sont en phase ($M^2=1,54$). Les deux régimes permettent d'accéder à une large aire effective moyenne de $990 \mu\text{m}^2$.

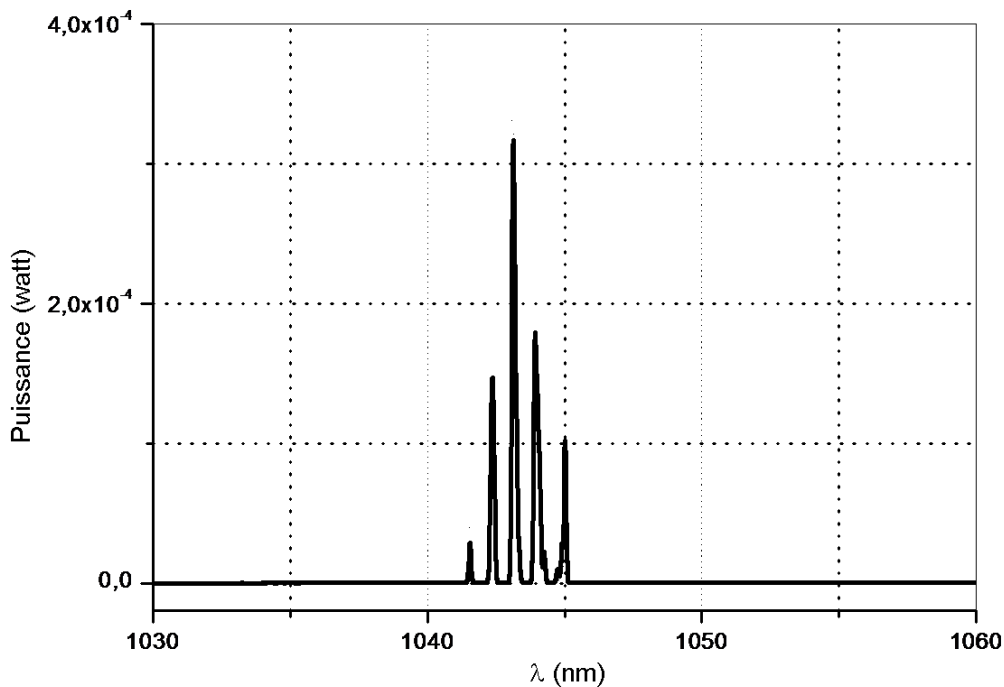


Figure IV.19 : Spectre d'émission du laser constitué de la seule fibre à 19 cœurs (la fibre pompée par 2,5 watt fournit seulement 100 mW vers 1043nm).

Dans la suite de ce chapitre, nous étudions la possibilité d'engendrer un faisceau en sortie de la fibre multicœurs qui réunisse à la fois une grande aire modale et une divergence minimale tout en minimisant les pertes induites par le processus de gestion modale.

IV.2. Seul le supermode fondamental est guidé dans la fibre multicœurs

Pour n'émettre qu'un mode de la fibre multicœurs, il est nécessaire de le sélectionner par le dispositif d'injection. Pour exciter ce mode il faut connaître ses caractéristiques spatiales. Les calculs montrent que le supermode fondamental à 1080nm, a un rayon ω_{mf} égal à $21,5 \mu\text{m}$ (figure IV.20). En choisissant un mode d'injection de même section, il est possible de n'exciter que ce mode là. Avec un large rayon ($21 \mu\text{m}$) de mode d'injection (figure IV.21), on alimente tous les cœurs de la fibre jusqu'à la deuxième couronne. Cependant, seule 2% de la lumière est couplée dans le supermode 6 alors que 96% est couplée au mode 1 (figure IV.6b). Cela signifie que le mode de la fibre unimodale de rétroaction est très semblable au mode fondamental de la fibre multicœur à cause du réseau dense de ses cœurs et de leur fort taux de couplage. Nous avons modifié le système imageur SI de façon à agrandir (grandissement $\sim 6,25$) le faisceau d'injection jusqu'à un rayon de mode de $21\mu\text{m}$. Pratiquement toute la puissance injectée est couplée au supermode fondamental, comme indiqué par la courbe 1 de la figure IV.6b. Cela signifie que les pertes d'injection sont faibles contrairement aux cas précédent.

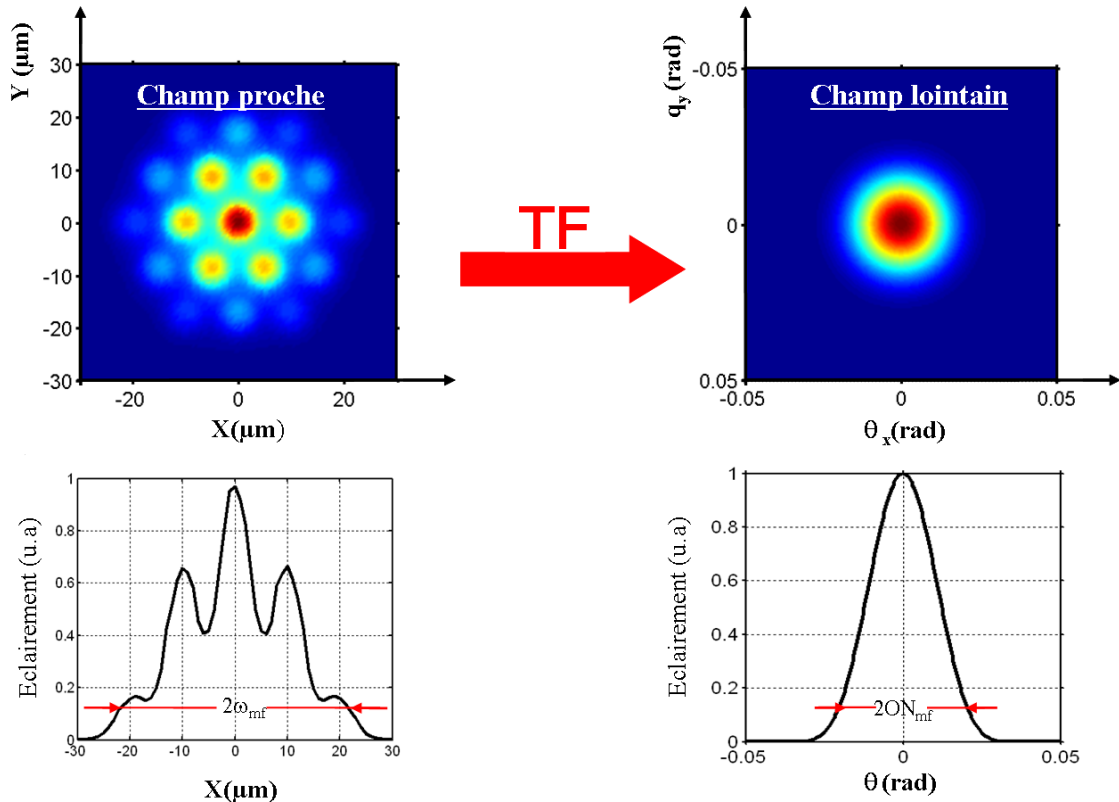


Figure IV.20: Distribution d'éclairement et profils en champs proche et lointain du mode fondamental de la fibre à 19 cœurs.

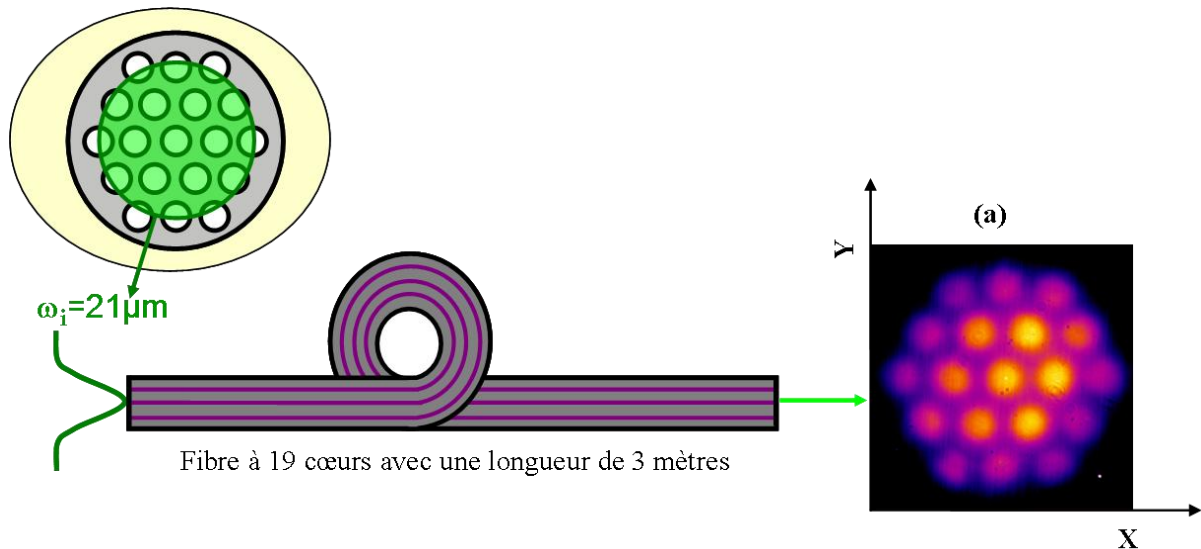


Figure IV.21: Excitation centrée de la fibre à 19 cœurs par un mode gaussien de rayon $21 \mu\text{m}$ et a) faisceau de sortie de la fibre à 19 cœurs enregistré en coupant la boucle de rétroaction.

Le système de collection est inchangé car il reste adapté à la dimension du mode d'émission qui recouvre l'ensemble des cœurs de la fibre, comme dans le cas de la combinaison modale en opposition de phase qui rayonnait depuis la couronne périphérique des cœurs. La fibre de collection doit capter en théorie, et en régime établi, 95% de la puissance réfléchie par le coupleur de sortie du laser.

Ce taux de couplage est donc meilleur que précédemment ce qui limite fortement les pertes intrinsèques au système de sélection modale. Le dispositif d'injection est également moins dissipatif, puisque le taux de couplage entre le mode d'injection et le supermode fondamental est de 96%. En coupant la boucle de rétroaction, le centrage de l'injection est vérifié en observant la symétrie du rayonnement en sortie de la fibre multicœurs (figure IV. 21a).

Expérimentalement, il est aisé de retrouver le comportement modal attendu. Pour une collection centrée du rayonnement en champ lointain, nous observons une émission laser dont la distribution d'éclairement recouvre l'ensemble des cœurs de la fibre multicœurs (figure IV. 22a pour le champ proche et IV.22b pour le champ lointain). Le champ sélectionné est très semblable au supermode fondamental de la fibre à 19 cœurs (figure IV. 20). Le double processus de sélection modale réalisé par l'injection sélective et le filtrage spatial en champ lointain est très robuste. La fibre FMC de trois mètres de long est enroulée avec un rayon de courbure d'une quinzaine de centimètres sur un support.

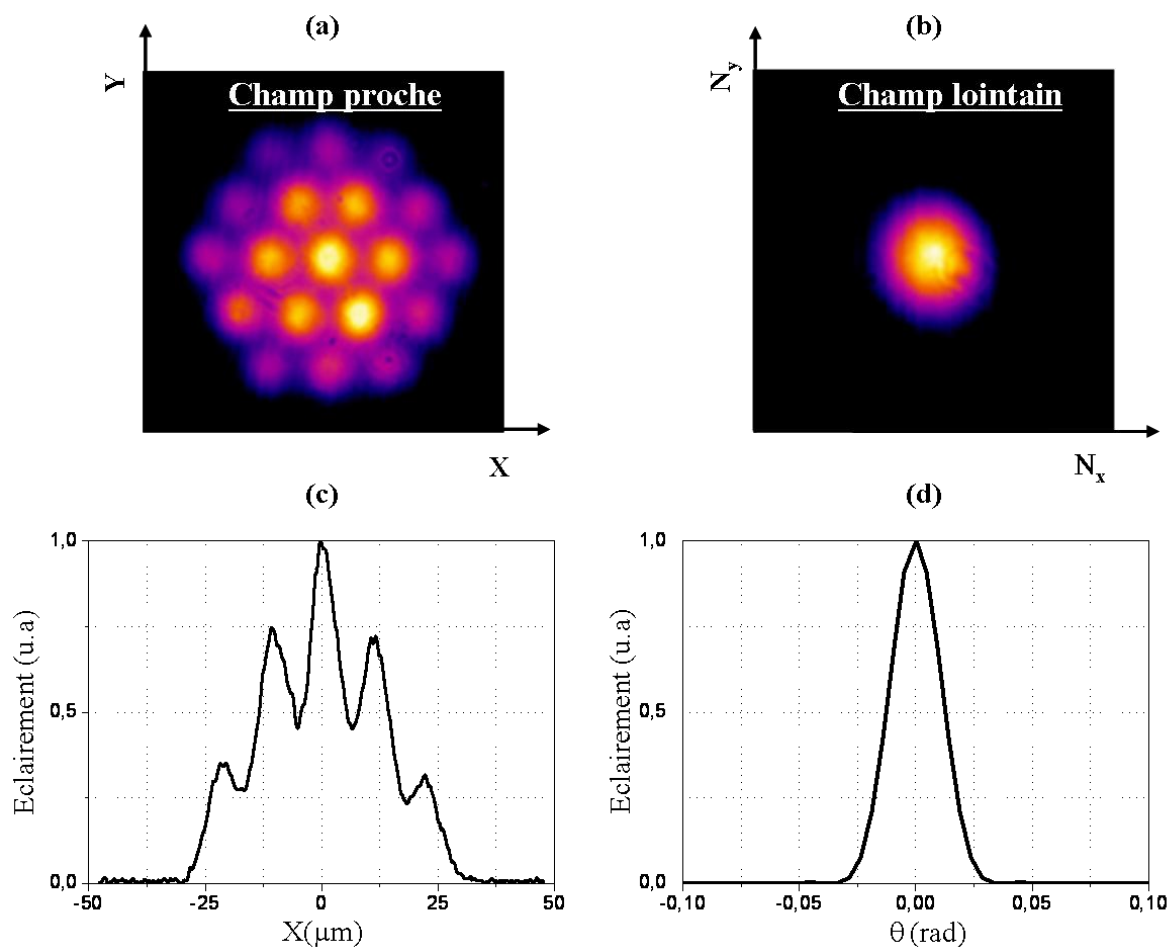


Figure IV. 22: Distributions d'éclairement expérimentales enregistrées en champs proche et lointain lorsque la fibre à 19 cœurs est excitée par un faisceau gaussien centré de rayon 21 μm .

Spectralement, l'émission du laser n'est plus modulée (figure IV.23) car un seul mode se propage tout au long de la fibre.

Il n'existe plus de battement de modes ni de zones dopées de la fibre multicœurs qui soient sous exploitées comme dans les cas de figure précédents. Par voie de conséquence, pour une longueur fixe de fibre, l'auto-ajustement spectral qui était nécessaire pour minimiser les pertes intracavité dans les précédentes configurations modales, n'apparaît plus. Autrement dit, toute la bande spectrale est exploitable. D'autre part, les contraintes de plus en plus fortes sur le spectre d'émission lors de la montée en nombre des modes excités (voir Chapitre III sur la fibre multimodale), disparaissent avec cette dernière configuration. On peut envisager de sélectionner le supermode fondamental d'une fibre à très grand nombre cœurs (avec plus de 2 couronnes) et donc de très grande aire modale, tout en contrôlant l'état de polarisation du rayonnement par exemple avec des contraintes de forme sur les guides sans engendrer de forte pertes. Cependant, le niveau de puissance en sortie du laser est aussi faible que précédemment avec 2,2 W. Comme les pertes théoriquement attribuées au processus de sélection modale sont

beaucoup plus faibles que précédemment, on peut considérer que le faible rendement de conversion du laser est essentiellement dû aux composants inadaptés qui constituent ce laser comme nous l'avons évoqué dans la première partie de ce chapitre.

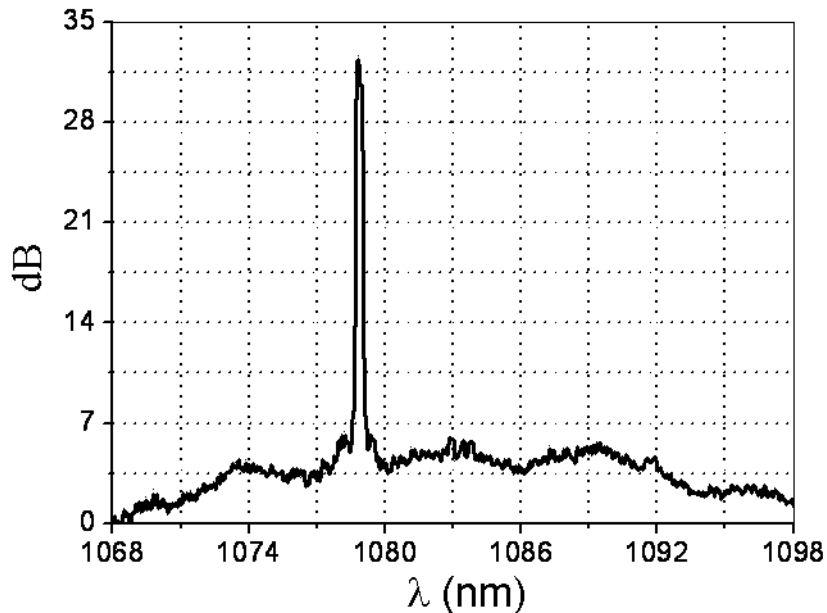


Figure IV. 23: Densité spectrale d'émission mesurée lorsque la fibre à 19 cœurs est excitée par un faisceau gaussien centré de rayon $21 \mu\text{m}$.

Le paramètre M^2 du faisceau émis a été mesuré à $\sim 1,21$ à savoir proche de celle d'un faisceau gaussien de divergence minimale et en bon accord avec la valeur théorique de 1,17. L'ouverture numérique du faisceau a été mesurée à $\sim 0,022$ (figure IV.22.d), soit 3 fois plus faible que celle d'un des cœurs de la fibre pris isolément. Considérant que le rayon du supermode fondamental ω_{mf} est trois fois plus large que celui ω_0 du mode d'un des cœurs de la FMC pris isolément, cela confirme que la divergence du faisceau est proche de celle d'un faisceau gaussien limité par la diffraction. Ces observations attestent que la configuration laser proposée réussit effectivement à verrouiller sa sortie sur le supermode fondamental de la fibre à 19 cœurs. Le spectre de laser reste étroit à 1078 nm (figure IV.23). Par définition, la luminance ou brillance B du faisceau laser est le rapport entre la puissance émise P et son étendue géométrique $S \cdot \Omega$. S est la section transverse du faisceau et Ω son angle solide (équation 2.10). Comme indiqué ci-dessus, l'étendue géométrique du mode d'un cœur de la fibre FMC pris isolément ($S \cdot \Omega \sim 1,8 \mu\text{m}^2$) est presque identique à celle du supermode fondamental ($S \cdot \Omega \sim 2,1 \mu\text{m}^2$) de la fibre à 19 cœurs. Par conséquent, le potentiel de gain en brillance vient du gain en puissance. La puissance que l'on peut extraire de la fibre à 19 cœurs

n'est pas 19 fois celle que l'on peut extraire d'un seul des 19 cœurs en raison de l'intensité non uniforme du supermode sur sa section. Plus précisément, nous avons calculé que l'éclairement maximum délivré par chacun des six cœurs de la couronne intérieure correspond à 75% de celui du cœur central alors que ceux de la couronne extérieure n'est qu'à 40% de cette puissance (voir le profil d'éclairement du supermode fondamental sur la figure IV. 22-c). Considérant, cette distribution de puissance, on peut s'attendre à ce que la brillance du laser à fibre de 19 cœurs soit 11 fois supérieure à celle d'une fibre à cœur unique de mêmes caractéristiques qu'un des 19 cœurs. Le gain en brillance est donc particulièrement important, celui-ci devant être confirmé par la comparaison des performances de deux sources lasers utilisant des fibres de mêmes caractéristiques au nombre de cœurs près.

V. Combinaison cohérente des supermodes de deux lasers à fibres multicœurs

V.1. Introduction

La combinaison cohérente de lasers à fibre est un moyen efficace d'obtenir des niveaux de puissance élevés avec une bonne qualité de faisceau. De nombreuses réalisations ont été expérimentées pour combiner de façon cohérente les rayonnements issus de plusieurs amplificateurs à fibre soit par voie active [MA 09, ZHOU 09 et WANG 09], soit par voie passive [HE 06, HE 07, LHER.07]. Les architectures pour une mise en phase active des rayonnements utilisent une configuration de type MOPA (Master Oscillator Power Amplifier). L'oscillateur maître délivre un faisceau de bande spectrale étroite qui est réparti vers plusieurs amplificateurs à fibre indépendants en parallèle et le contrôle des phases relatives est assuré par une boucle de rétroaction électronique. Ainsi, Shay et al. ont réussi à combiner efficacement 4 faisceaux ayant une puissance totale de 470W en régime de fonctionnement continu [SHAY 07]. Cependant, la puissance de sortie d'un amplificateur alimenté par un signal spectralement fin est limitée par le phénomène de diffusion Brillouin stimulée [DAWS.08, JEON.07]. Une autre voie de recherche consiste à mettre en phase les émissions de plusieurs lasers par voie passive [SHIR.02, SABO.02, LHER.07 et SHAK.08]. Ces architectures lasers sont basées sur l'emploi d'une cavité unique à multiples bras amplificateurs. Les configurations les mieux adaptées à une émission de puissance génèrent plusieurs faisceaux en phase en sortie du laser [LHER.07]. Ainsi, un record de puissance a été obtenu en 2008 par Shakir et al [SHAK.08] avec une puissance maximale de 736W dans une

configuration laser composé de quatre amplificateurs à fibre. La combinaison cohérente n'est pas la seule voie de recherche explorée et très récemment, la combinaison spectrale de quatre lasers à fibre en régime de fonctionnement déclenché a été démontrée [SCHM.09] pour atteindre le MW de puissance crête sur une durée d'impulsion de 2ns. La fibre active du dernier étage amplificateur a un diamètre de 80 μm de cœur. Cette grande section de cœur est un cas limite de propagation du seul mode fondamental. Ce comportement de guidage unimodal est difficile à maintenir en raison du gain transverse inhomogène, des gradients thermiques et des perturbations environnementales qui modifient sensiblement la très faible ouverture numérique de ces fibres.

Dans cette dernière partie de dernier chapitre, nous avons voulu démontrer que les techniques passives de mise en phase peuvent être également appliquées avec efficacité à un couple de fibres multicœurs. Cela permettrait potentiellement de beaucoup augmenter la section et le volume dopé d'une source fibrée unique. La configuration explorée consiste à réaliser une injection sélective de deux fibres passives à 7 cœurs, de façon à imposer l'émission du supermode fondamental en sortie de chacune de ces fibres comme dans le cas décrit précédemment dans le sous chapitre IV et de les verrouiller en phase. Le processus de cophasage utilisé est le même que celui proposé par Lhermite et al en 2007 [LHER.07].

V.2. Principe de fonctionnement du laser à deux fibres multicœurs émettant les supermodes fondamentaux, synchronisés en phase

La fibre passive à 7 cœurs utilisée est celle décrite dans le troisième chapitre. La figure IV.24 montre le schéma de principe de la cavité annulaire à deux bras, déclinaison de la figure IV.7. A cette configuration on a rajouté un coupleur fibré équilibré en amont des systèmes optiques d'imagerie SI pour réaliser l'injection sélective des deux fibres à 7 cœurs (FMC1 et FMC2). Les deux fibres sont maintenues droites et leurs extrémités sont orientées de façon à ce que le positionnement des cœurs soit identique. Les axes des deux fibres sont séparés d'une distance (d) dans le plan ($P1$). Un jeu de lentilles L_i ($i=1 :3$) permet d'afficher le spectre de fréquences spatiales dans le plan ($P2$) de la face d'entrée de la fibre unimodale de rétroaction. A cause du faible taux de remplissage (rapport du diamètre de la section guidante des fibres sur leur entraxe d), la figure d'interférence en champ lointain comporte un grand nombre de franges lorsque les émissions sont verrouillées en phase. Or, la fibre de rétroaction, pour imposer ce verrouillage en phase, ne doit collecter le rayonnement incident que sur une

surface égale ou légèrement inférieure à la période de ces franges. Cela signifie que le processus de filtrage, dans le cas de figure étudié, impose de très fortes pertes. Nous avons évalué ces pertes à partir de la figure d'interférence attendue.

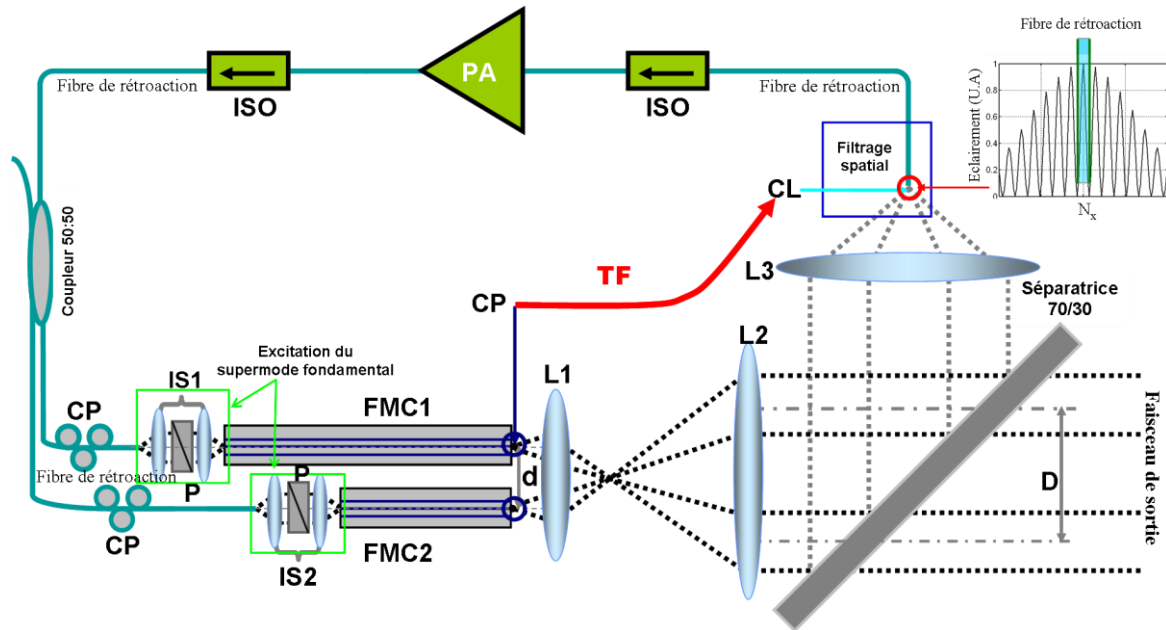


Figure IV.24: Schéma de principe de la cavité combinant de façon cohérente les modes fondamentaux des deux fibres multicœurs, PA: Préamplificateur, ISO: Isolateur, CP: Contrôleur de polarisation, SI : Système d'imagerie, S : Lamme séparatrice fortement réfléchissante, L_i lentilles convergentes; P1 plan de sortie des fibres multicœurs. P2 plan d'entrée de la fibre de rétroaction, d distance séparant les axes des deux fibres multicœurs et D distance séparant les centres des deux faisceaux de sortie.

La figure IV.25 montre les distributions d'éclairement calculées du supermode fondamental en champ proche et en champ lointain de la fibre à 7 cœurs.

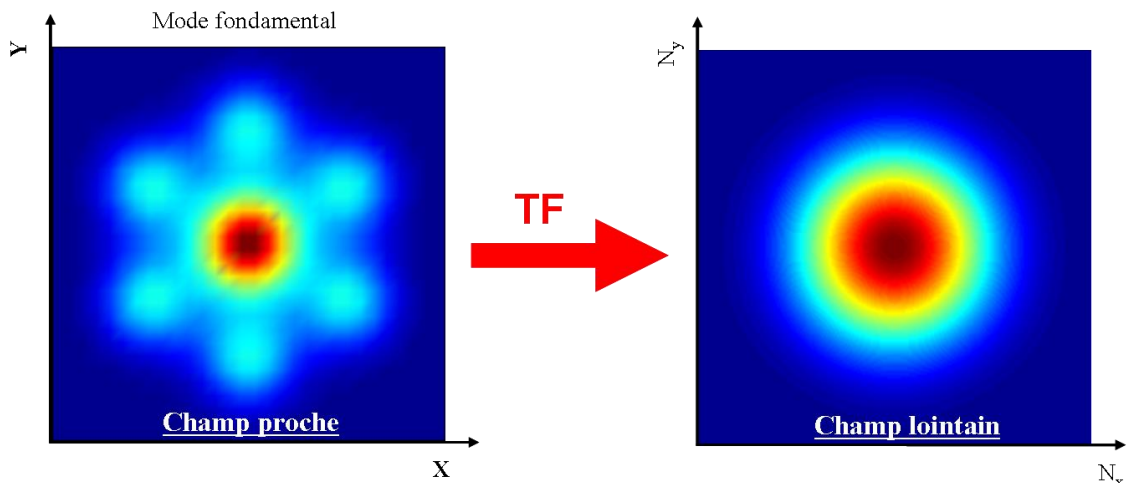


Figure IV.25: Distributions d'éclairement du supermode de la fibre à 7 cœurs en champs proche et lointain.

Lorsque les modes fondamentaux des deux fibres multicoeurs sont verrouillés en phase, ils interfèrent en champ lointain, donnant un champ de franges dépendant de l'entraxe entre les deux fibres et du diamètre de ces supermodes. La figure IV.26 montre cette figure d'interférence calculée avec les données expérimentales (fibres séparées d'une distance $d=250\mu\text{m}$). Le nombre de franges est important et donc la zone de collection, représentée par un cercle blanc sur la figure, est très petite par rapport à la figure d'interférence totale. Dans cette situation, on ne couple que $\sim 1\%$ de la puissance totale dans la fibre de collection. C'est pourquoi, nous avons fortement surtendue la cavité avec un coupleur de sortie S fortement déséquilibré, qui réfléchit 70% du signal dans la cavité et donc transmet 30% de la puissance vers la sortie laser. Dans cette configuration, la fibre de rétroaction a toujours le même double rôle dans le processus du contrôle modal. D'une part, elle permet de réaliser une injection sélective du supermode fondamental des deux fibres multicoeurs. D'autre part elle assure un filtrage spatial dans le plan P2 qui renforce ce contrôle modal. Toutefois, dans cette configuration, elle a une autre fonction, celle de cophaser les deux supermodes.

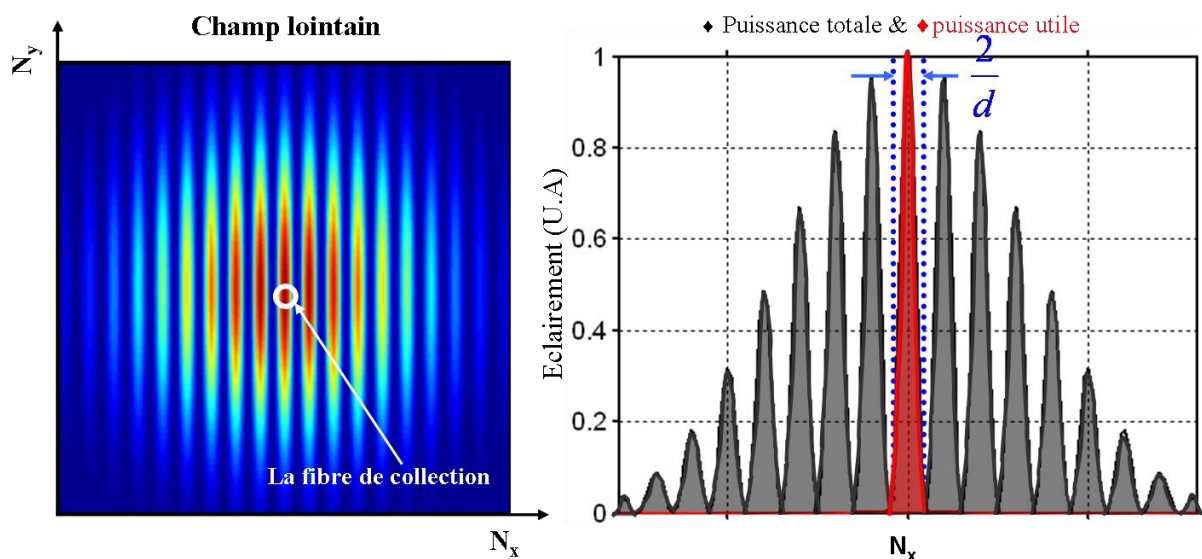


Figure IV.26: L'éclairement de l'interférence en champ lointain lorsque les deux modes interfèrent quand les deux FMCs sont éloignées de $d=250\mu\text{m}$ et sur la gauche une coupe avec le profil du mode fondamental de la fibre de collection.

Le dimensionnement du jeu de lentilles L_i doit être compatible avec ces deux dernières fonctions. Les contraintes ne sont pas tout à fait les mêmes. Pour la première fonction, la fibre de rétroaction doit au plus collecter sur une surface inférieure ou égale au lobe principal du champ lointain du supermode fondamental, donc inversement proportionnel au diamètre du supermode. Pour la seconde fonction, comme cela a été écrit plus haut, la fibre de collection

doit collecter le rayonnement sur un diamètre inférieur ou égal à un interfrange qui est inversement proportionnel à la distance entre les deux supermodes en champ lointain (figure IV.26). Sur cette figure, le système de lentilles L_i est choisi de sorte que la largeur des franges d'interférence en champ lointain soit pratiquement égale au rayon ($3,3 \mu\text{m}$) du mode de la fibre unimodale de collection. La fibre de collection collecte $\sim 10\%$ de l'énergie réfléchiée par la séparatrice (figure IV.26). Les deux contraintes ne sont pas incompatibles, et elles sont même très proches l'une de l'autre lorsque l'écart entre les deux supermodes fondamentaux est de l'ordre de leur diamètre. Dans notre cas de figure, il y a un ordre de grandeur entre ces deux paramètres et c'est pourquoi les pertes occasionnées par le filtrage spatial sont très importantes. Il est possible d'envisager une configuration différente pour améliorer sensiblement ce point là en réalisant une image intermédiaire agrandie et individuelle des deux supermodes en sortie de fibre. Ceci nécessite alors un plus grand nombre d'optiques intermédiaires qui ne sont pas nécessaire à la démonstration du principe de verrouillage en phase. Aussi, nous avons maintenu cette configuration qui impose un grand nombre de franges en champ lointain.

V.3. Excitation du mode fondamental de la fibre à 7 cœurs.

La longueur d'onde fixée par le préamplificateur est fixée à 1080 nm . Nous avons calculé le coefficient de couplage du mode de la fibre unimodale d'injection, au supermode de la fibre à 7 cœurs. Ce coefficient d'excitation est calculé pour une injection centrée en faisant varier le rayon ω_i du mode d'injection. La courbe correspondante, qui est présentée figure IV.27 est comparable à celle de la figure IV.6 calculée pour la fibre à 19 cœurs.

Deux supermodes sont excités. Ils sont représentés sur cette même figure. On remarque sur ces courbes, que le seul supermode fondamental peut être excité avec un champ de rayon ω_i de $12 \mu\text{m}$. Nous avons calculé que l'aire effective du supermode fondamental est de $381 \mu\text{m}^2$. Alors, presque toute la puissance d'entrée est couplée au supermode fondamental I ($\sim 97\%$) alors que 3% seulement environ est couplé au supermode II. C'est ce cas de figure que nous considérons dans la suite du chapitre. Les systèmes d'imagerie SI sont ajustés de façon à imposer un grandissement égal à $\sim 3,7$ pour réaliser cette injection.

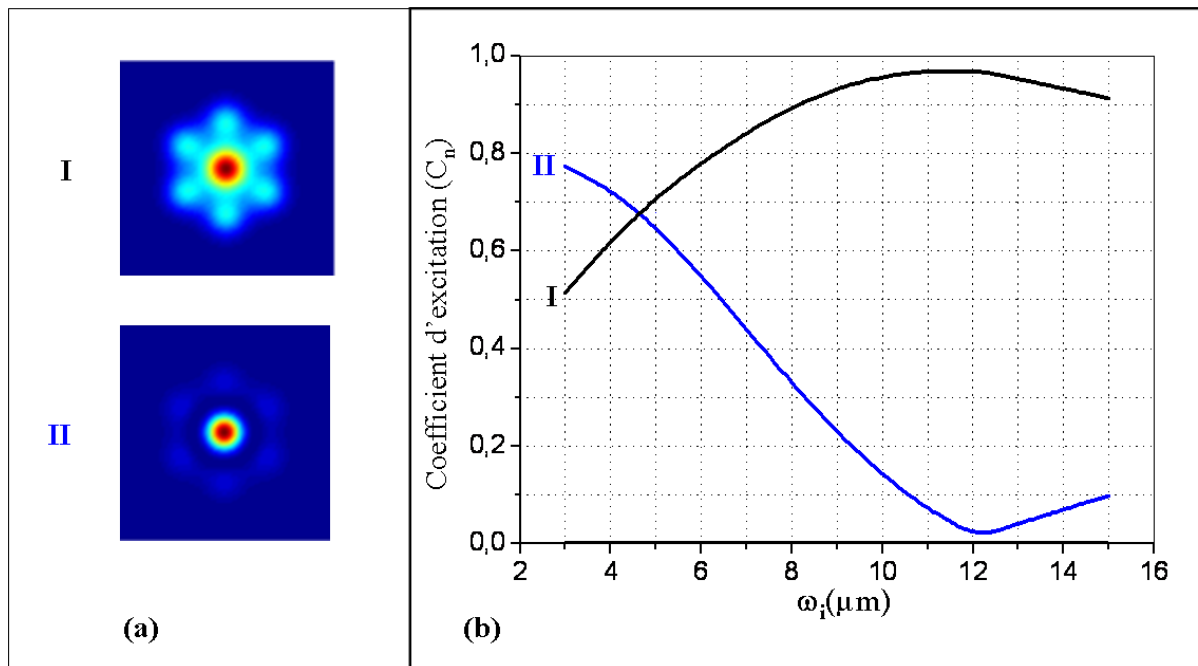


Figure IV.27: a) Distributions d'éclairement des deux supermodes à symétrie axiale de la fibre à 7 cœurs ; b) Coefficients de couplage (C_n) des supermodes I et II de la fibre en fonction du rayon du mode centré injecté (ω_i).

V.4. Configuration expérimentale

Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure IV.25. Les deux longueurs de fibre multicœurs MCF1 et MCF2 sont respectivement de 65cm et 35cm. La grande distance ($d=250 \mu\text{m}$) entre les fibres multicœurs est imposée par la large gaine silice des deux fibres ($\phi_{\text{gaine}}=200 \mu\text{m}$) et le taux de remplissage τ correspondant est très faible ($\tau = 2\omega_{\text{MF}}/d = 10\% = 1/\text{NF}$; avec NF le nombre de franges dans le lobe central de la figure d'interférence en champ lointain). Dans le dispositif expérimental, le faisceau gaussien injecté dans chaque FMC (FMC1 et FMC2) est soigneusement centré par rapport à l'axe des fibres multicœurs et son rayon est fixé à 12 microns. Les faces de sortie des deux FMCs sont dans un même plan (P1). Le spectre d'émission s'auto-ajuste pour maintenir un niveau de puissance maximale couplée dans la fibre de rétroaction dans le plan (P2). Dans ces conditions, une relation de phase constante entre les deux faisceaux de sortie est strictement imposée.

En sortie du laser, nous avons relevé les distributions d'éclairement des différents faisceaux lasers. Les figures IV.28a et 28b montrent les enregistrements expérimentaux des deux faisceaux dans le plan de sortie des deux fibres multicœurs. On retrouve clairement la forme du supermode fondamental de la fibre à 7 cœurs telle que nous l'avons calculée préalablement (figure IV.26). Chaque figure de diffraction en champ lointain (que l'on mesure en coupant

l'autre faisceau hors cavité-figure IV.28) est également très semblable à celle calculée (figure IV. 26) ainsi que les mesures de divergence ~ 0.035 rad (figure IV.29).

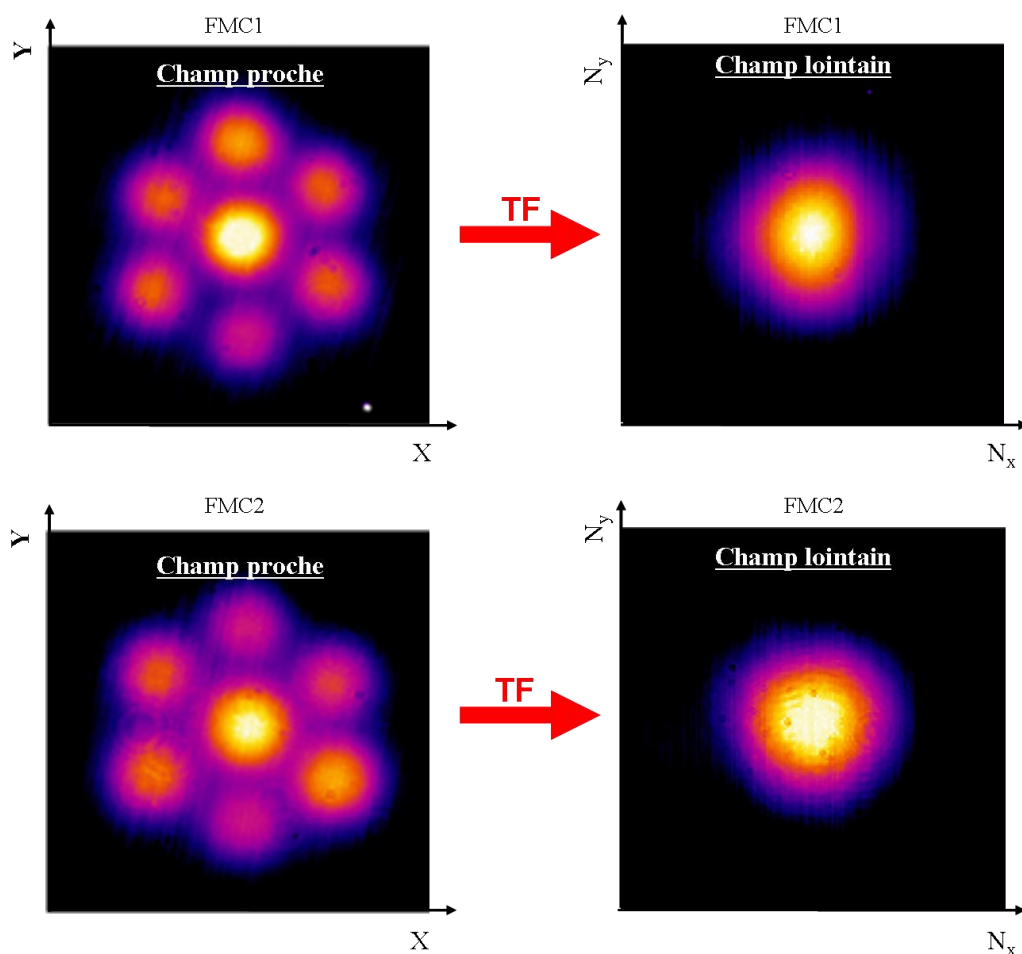


Figure IV.28: Distributions d'éclaircements expérimentaux en sortie des deux fibres à 7 cœurs.

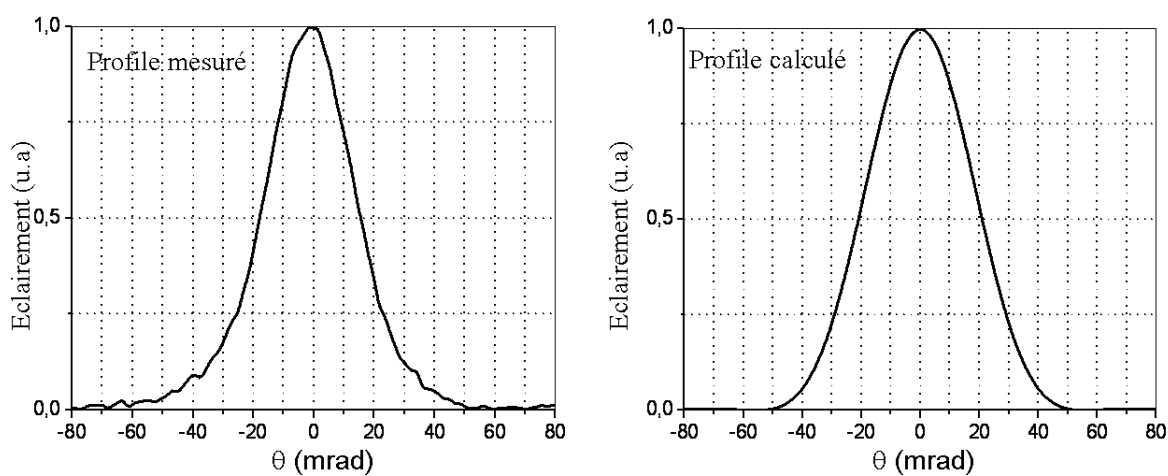


Figure IV.29: Profils d'éclaircements en champ lointain du supermode fondamental calculé et mesuré.

Le champ lointain combiné expérimental est montré sur la figure IV.30. On observe une figure d'interférence également semblable à celle calculée (figure IV.26) avec un nombre de franges identique et très contrastée.

La position des franges est très stable au cours du temps. Il est possible de décaler ces franges en translatant la fibre de collection.

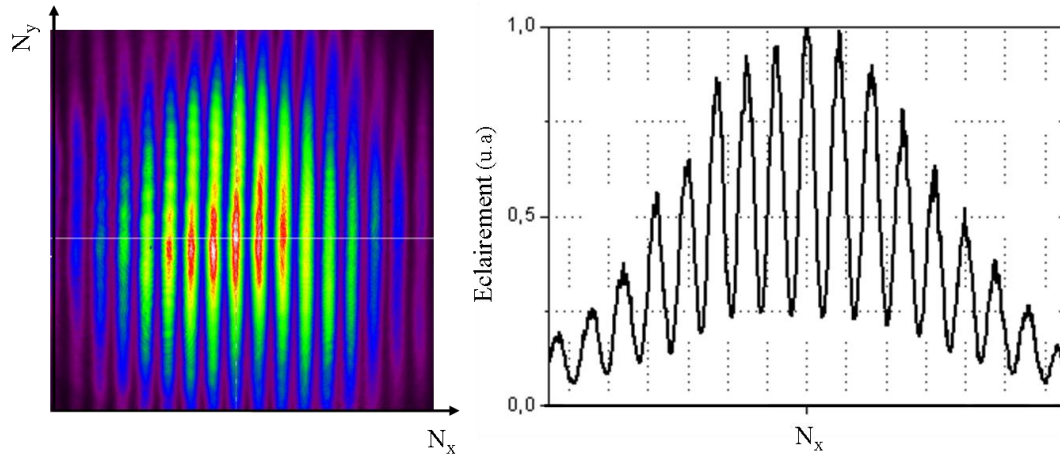


Figure IV.30: Enregistrement expérimental du champ d'interférence observé en champ lointain à la sortie du laser à fibres à 7 cœurs.

Le spectre d'émission (figure IV.31) a une raie qui est centrée sur 1076 nm avec une largeur étroite d'environ 0,3 nm FWHM (approximativement la résolution de l'appareil de mesure).

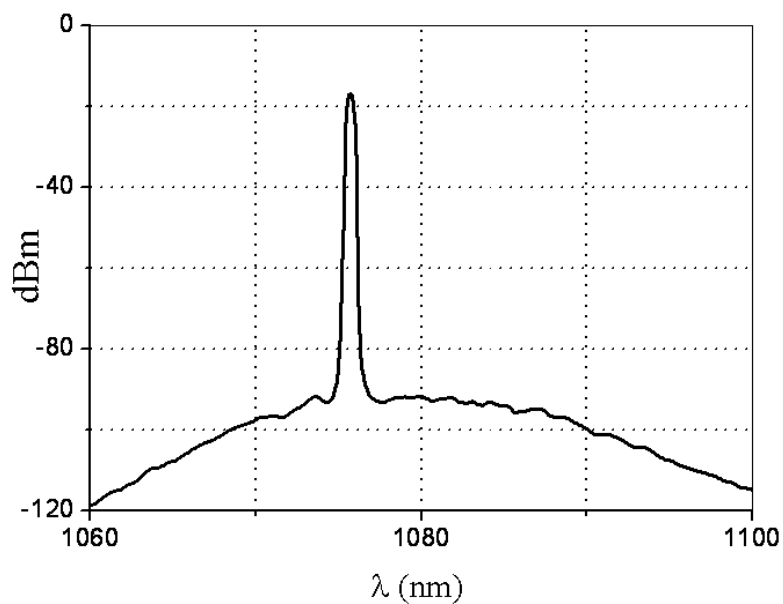


Figure IV.31: Densité spectrale d'émission mesurée en sortie du laser lorsque les deux faisceaux émis sont verrouillés en phase.

On a mesuré une ouverture numérique de 0,035 (figure IV.29-) pour le mode fondamental qui est en bon accord avec celle calculée (figure IV.29-). L'ouverture numérique d'un cœur isolé dans la fibre à 7 cœurs (0,075) pris isolément est à peu près deux fois celui du mode en phase (0,035). La stabilité des franges d'interférence en champ lointain prouve que les deux faisceaux de sortie oscillent sur les mêmes fréquences de résonance du laser. Dans une telle configuration, les pertes dues au filtrage par la fibre de rétroaction sont élevées, mais elles peuvent être considérablement réduites en améliorant le facteur de remplissage τ et en combinant plusieurs fibres multicœurs selon un arrangement bidimensionnel.

VI. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons principalement exploité une fibre à 19 cœurs dopés Ytterbium mise à notre disposition par l'Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) de l'Université de Stuttgart. Sur la base de la même architecture laser que celle illustrée au chapitre 3 nous avons exploré dans cette partie une configuration légèrement différente. Elle se distingue de la précédente d'une part par le fait que nous avons fait varier la taille du faisceau d'entrée et, d'autre part, par le filtrage opéré en sortie qui a été fait en champ lointain et non plus en champ proche. La grande flexibilité du montage a permis de faire fonctionner le laser soit en régime bimodal soit en régime unimodal. Dans le premier cas, il a été possible de sélectionner le faisceau de sortie en filtrant soit une superposition en phase soit une superposition en opposition de phase des supermodes 1 et 6.

Dans le second cas, c'est principalement l'adaptation du faisceau d'entrée qui a conduit à la génération du seul supermode fondamental. Les caractéristiques des différents régimes de fonctionnement du laser observés en pratique, champs proches, champs lointains, spectre, ont été conformes aux prédictions des simulations numériques. Suivant les cas il a été obtenu des aires effectives moyennes comprises entre 990 et 1200 μm^2 pour des qualités de faisceaux évoluant entre 3,1 et 1,2. On notera que le passage de 7 à 19 cœurs (une couronne supplémentaire) conduit bien au facteur d'échelle attendu pour l'aire effective moyenne. Comme dans le chapitre précédent c'est le supermode fondamental qui offre le meilleur compromis entre qualité de faisceau de sortie et aire effective. Il faut souligner que la fibre amplificatrice avait une longueur de trois mètres et qu'elle était bobinée sur un tambour de 30 centimètres de diamètre. Cela atteste du fait qu'il n'est pas nécessaire de laisser la FMC rectiligne et que ce type de laser peut être réalisé dans un schéma compact. Les faisceaux laser

observés ne montraient pas de couplage significatif sur des supermodes d'ordres élevés. Les performances modestes mesurées en puissance ne paraissent pas imputables au schéma du laser mais plutôt liées à des composants inadaptés. Le supermode est émis avec la contribution de l'ensemble des cœurs, aussi on a évalué la puissance extractible à 11 fois celle d'un seul cœur. La brillance du faisceau laser peut ainsi être améliorée par un facteur 11.

Pour aller au-delà des paramètres mesurés, une solution consisterait à augmenter encore le nombre de cœurs pour élargir simultanément la zone dopée et l'aire modale. Une autre voie passe par l'expansion de chacun des cœurs en s'appuyant notamment sur les technologies des fibres microstructurées comme étudiée par [HART.09] avec une démonstration jusqu'à $26\,000\ \mu\text{m}^2$ sur une fibre à 7 cœurs. Finalement pour aller encore plus loin, on peut également utiliser plusieurs FMC en parallèle. L'architecture étudiée jusqu'à présent s'y prête très naturellement. C'est ce qui est démontré à la fin du chapitre avec deux tronçons de fibres multicœurs (7) passives. Ces derniers travaux montrent pour la première fois qu'il est possible simultanément d'exciter deux FMC sur leur supermode fondamental et d'en assurer leur co-phasage en sortie. Les observations en termes de champ proche et champ lointain sont en bon accord avec les attentes déduites des calculs. Le taux de remplissage de la distribution de sortie était très faible ici, mais elle peut être améliorée en réduisant la séparation (d) entre les deux faisceaux de sortie et, par extension, par passage à une structure 2D de fibres multicœurs.

Bibliographie

C

1. [CANA.08] G. Canat, S. Jetschke, S. Unger, L. Lombard, P. Bourdon, J. Kirchhof, V. Jolivet, A. Dolfi, and O. Vasseur, “Multifilament-core fibers for high energy pulse amplification at 1.5 μm with excellent beam quality,” *Opt. Lett.*, 33, 2701-2703, (2008).

D

2. [DAWS.08] J. W. Dawson, M. J. Michael, J. B. Raymond, Y. S. Miroslav, A. S. Eddy, K. S. Arun, H. P. Paul, E. H. John, W. S. Craig, and C.P.J. Barty, “Analysis of the scalability of diffraction-limited fiber lasers and amplifiers to high average power”, *Opt. Expr.* 16, 13240-13266, (2008).

H

3. [HART.09] I. Hartl, H. A. McKay, A. A. Marcinkevicius, L. Dong, M. E. Fermann, “Multi-Core Leakage-Channel Fibers with up to 26000 μm^2 Combined Effective Mode-Field Area”, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) paper: CWD1, OSA Technical Digest (CD), (2009).
4. [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”, *Opt. Expr.* 14, 2721-2726 (2006).
5. [HE 07] B. He, Q. Lou, J. Zhou, Y. Zheng, D. Xue, J. Dong, Y. Wei, F. Zhang, Y. Qi, J. Zhu, J. Li, S. Li, and Z. Wang, “113-W in-phase mode output from two ytterbium-doped large-core double-cladding fiber lasers”, *Chin. Opt. Lett.* 5, 412-414, (2007).

J

6. [JEON.07] Y. Jeong, J. Nilsson, J. K. Sahu, D. N. Payne, R. Horley, L. M. B. Hickey and P. W. Turner, “Power scaling of single-frequency ytterbium-doped fiber master-oscillator power-amplifier sources up to 500 W”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Elect.*, 13, 546–551, (2007).

L

7. [LI 06] L. Li, A. Schülzgen, S. Chen, and V. L. Temyanko, “Phase locking and in-phase supermode selection in monolithic multicore fiber lasers”, *Opt. Lett.*, 31, , 2577-2579, (2006).
8. [LHER.07] J. Lhermite, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermene, and A. Barthelemy, “Passive phase-locking of an array of four fiber amplifiers by an all optical feedback loop”, *Opt. Lett.*, 32, 1842-1844, (2007).

M

9. [MA 09] Y. Ma, Z. Liu, P. Zhou, X. Wang, H. Ma, L. Si and X. Xu, “Coherent beam combination of three fiber amplifiers with multi-dithering technique”, *Chin. Phys. Lett.*, 26, 44202–44204, (2009).

S

10. [SABO.02] D. Sabourdy, V. Kermene, A. Desfarges-Berthelemot, L. Lefort, A. Barthelemy, C. Mahodaux and D. Pureur, “Power scaling of fibre lasers with all-fibre interferometric cavity”, *Elec. Lett.*, 38, 692-693, (2002).
11. [SHAK.08] S. A. Shakir “Coherent Combining of Fiber Arrays Using Passive Phasing”, *IEEE Lasers and Electro-Optics Society*, 872 - 873 (2008).

12. [SHAY 07] T. M. Shay, V. Benham, J. T. Bake, A. D. Sanchez, D. Pilkington and A. C. A. Lu, “Self synchronous and self-referenced coherent beam combination for large optical Arrays”, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron, 13 480–486, (2007).
13. [SHIR.02] A. Shirakawa, T. Saitou, T. Sekiguchi, and K. Ueda, “Coherent addition of fiber lasers by use of a fiber coupler”, Opt. Expr. 10, 1167-1172 (2002).
14. [SCHM.09] O. Schmidt, T. V. Andersen, J. Limpert, and A. Tünnermann, “187 W, 3.7 mJ from spectrally combined”, Opt. Lett., 34, 26-28, (2009).
15. [SNYD.83] W. Snyder and J. D. Love, “optical waveguide theory”, Kluwer academic publisher, London, (1983).

V

16. [VOGE.10] M. M. Vogel, Marwan Abdou-Ahmed, Andreas Voss, and Thomas Graf, “Very-large-mode-area, single-mode multicore fiber: erratum,” Opt. Lett., 35, 465-465 (2010).

W

17. [WANG 09] X. L. Wang, Y. X. Ma, P. Zhou, H. T. Ma, X. Li, X. X. Xu and Z. J. Liu, “Coherent beam combining of two W-level fiber amplifiers in turbulence atmospheric environment based on stochastic parallel gradient descent algorithm”, laser physics, 19, 984-988, (2009).

Z

18. [ZHOU 09] P. Zhou, Y. Ma, X. Wang, H. Ma, X. Xu, and Z. Liu, “Coherent beam combination of three two-tone fiber amplifiers using stochastic parallel gradient descent algorithm”, Opt. Lett., 34, 2939-2941, (2009).

Conclusion générale

CONCLUSION GENERALE

Mon travail de thèse a eu pour thème central la montée en énergie des lasers à fibre. Parmi les nombreuses applications des lasers à fibre on trouve notamment les LIDARS qui sont devenus des instruments indispensables pour la surveillance de l'environnement. L'augmentation de l'énergie des impulsions produites par les lasers à fibre doit conduire à augmenter la portée des LIDARS qui les exploitent et par la même, élargir l'étendue des zones contrôlées.

Après avoir rappelé les phénomènes physiques qui limitent les puissances accessibles aux lasers à fibre actuels, et plus particulièrement en régime pulsé, j'ai fait une synthèse des principales démarches suivies jusqu'à présent pour les dépasser. J'ai classé ces dernières en deux grandes catégories : (i) les recherches sur les fibres amplificatrices unimodale de grande aire modale, et (ii) la combinaison de multiples lasers à fibre. Dans la première, les solutions les plus courantes sont à base de technologies de fibres microstructurées. La majorité des structures de guide proposées relève alors d'un compromis entre guidage du mode fondamental et pertes pour éliminer les modes d'ordres supérieurs. La solution la plus aboutie concerne des fibres courtes et rigides. Aucune voie n'apparaît cependant à ce jour comme idéale en ayant détrônée toutes les autres. Dans la seconde démarche on trouve les systèmes de combinaison actifs avec asservissement électro-optiques et les architectures plus simples auto-organisées.

Pour ma part j'ai focalisé mes travaux sur l'exploitation de fibres optiques conventionnelles multimodales, à cœur large unique ou à cœurs multiples, en explorant différentes configurations laser permettant d'en extraire un faisceau de bonne qualité spatiale.

Ainsi dans le chapitre III j'ai proposé une architecture laser associant auto-imagerie par interférences multimodales et filtrage spatial. Le filtrage spatial est assuré par une fibre unimodale qui reboucle la cavité de géométrie annulaire. C'est également le faisceau de cette fibre unimodale qui alimente le guide multimodal. Ce dernier n'étant pas coupé pour correspondre avec précision à un multiple entier de la distance d'auto-imagerie, c'est la longueur d'onde du laser qui s'ajuste pour assurer la reproduction en sortie de fibre du champ d'entrée, grâce à la dispersion chromatique des constantes de propagation. J'ai tout d'abord réintroduit de manière générale le mécanisme d'auto-imagerie dans un guide multimodal. Ensuite, la validation expérimentale du principe a été faite, à 1550 nm et à 1080 nm, en insérant des tronçons de fibres multimodales passives (à cœur unique ou à multiple cœurs) dans un laser où le gain était assuré par un module amplificateur à fibre unimodale classique. Avec une fibre de 50 microns de diamètre, j'ai pu sélectionner un faisceau de sortie constitué

CONCLUSION GENERALE

essentiellement en champ proche d'un lobe principal étroit et d'un fond secondaire. L'aire effective de la superposition de modes moyennée sur la longueur était comparable à celle du mode fondamental de la fibre ($1291 \mu\text{m}^2$). La qualité du faisceau de sortie était très satisfaisante ($M^2=1,8$) pour une excitation centrée de la section multimodale. Avec une fibre à sept cœurs couplés par champ évanescent, pour un diamètre total de 25 microns, il a également été observé un phénomène d'auto-imagerie spontanément organisé au sein du laser. La surface modale moyenne était ici inférieure à celle du supermode fondamental, ceci étant lié aux paramètres opto-géométriques du composant dont nous avons pu disposer. La qualité de faisceau en excitation centrée correspondait dans ce cas à celui, excellent, d'un faisceau gaussien idéal de même diamètre. Les distributions observées à la sortie du laser comme les spectres émis étaient conformes aux attentes déduites des modélisations de la propagation. J'ai ultérieurement montré que le laser, avec cette fibre à 7cœurs, avait un comportement similaire en régime impulsionnel déclenché, avec la génération d'impulsions de 80 ns. Cette expérience démontre que le temps d'établissement du processus passif de gestion modale par auto-organisation spectrale du laser à fibre multimodale est compatible avec les régimes transitoires brefs d'un fonctionnement impulsionnel court.

Dans une nouvelle étape présentée au chapitre IV, j'ai fait évoluer la configuration laser précédente en s'affranchissant du processus d'auto-imagerie du champ d'entrée. L'objectif était d'une part de pouvoir jouer sur la taille du champ d'excitation de la fibre multimodale et d'autre part d'opérer un filtrage en champ lointain et non plus en champ proche. Dans cette nouvelle démarche, nous avons pu bénéficier grâce à une collaboration avec l'IFSW (Stuttgart) d'une fibre dopée Ytterbium à double gaine avec 19 cœurs (diamètre total d'environ 50 microns). Avec une excitation spatialement unimodale de petite section, le laser opérait sur les deux seuls supermodes à symétrie de révolution du guide composite. Leur état d'interférence en sortie était contrôlé par le filtrage angulaire. L'aire effective moyenne s'élevait à $990 \mu\text{m}^2$ et la qualité de faisceau la plus favorable ($M^2=1,54$) correspondait au cas de superposition des deux supermodes en phase, même si le faisceau était plus confiné transversalement en sortie de la fibre multicœurs. En passant d'une excitation spatialement unimodale étroite à une excitation étendue, le laser a fonctionné sur le seul supermode fondamental du guide composite, conduisant à une aire effective de $1200 \mu\text{m}^2$ et à une excellente qualité de faisceau ($M^2=1,17$). La fibre multicœurs de 3 m de long était bobinée sur un tambour de 30 cm de diamètre sans que cela ait un impact sur le comportement du laser. Le rendement énergétique du laser construit est resté faible, mais il a été démontré que cela

CONCLUSION GENERALE

n'était pas une conséquence de la configuration laser et de ses filtrages. A nouveau, les comportements observés ont été en accord avec les résultats des modélisations effectuées à partir des calculs des caractéristiques modales.

En conclusion, il apparaît que les deux architectures laser originales explorées sont pertinentes pour exploiter des fibres amplificatrices multimodales tout en assurant l'émission d'un faisceau laser quasi unimodal. Elles disposent toutes deux d'une partie à fibre unimodale qui peut être courte et située dans une zone où la puissance est réduite. Ceci permet d'introduire sans dommage un modulateur pour le déclenchement du laser. En exploitant le processus d'auto-imagerie multimodale, la situation la plus appropriée est celle d'une excitation unimodale centrée. Il est envisageable de pouvoir utiliser des fibres de plus grand diamètre jusqu'à environ 150-200 μm offrant ainsi près de 10 000 μm^2 d'aire effective. Au-delà de ces valeurs, les plans d'auto-imagerie deviendraient trop rares et réduiraient les performances. Il semble qu'une fibre multicœur soit préférable à une fibre à large cœur unique d'une part à cause d'un comportement plus robuste vis-à-vis des perturbations extérieures, d'autre part parce que leur technologie est plus à même de permettre de réaliser des structures à maintien de polarisation. Avec l'excitation sélective d'une fibre multicœur la situation la plus simple est celle du filtrage du supermode fondamental. Les limites autres que technologiques sont ici moins claires. Des fabrications tests récentes ont permis de démontrer la réalisation de fibres multicœurs avec une aire aussi grande que 26 000 μm^2 . Un compromis doit certainement être trouvé entre surface modale, guidage de la pompe dans une double gaine et souplesse du guide. Par ailleurs comme pour toute structure de large section un phénomène parasite est apporté par les inhomogénéités transverses de l'intensité laser. Il en résulte une saturation du gain inhomogène dans sa répartition transverse ce qui favorise l'oscillation de modes d'ordres élevés. Ce dernier effet devra être pris en compte par des modélisations de l'amplification dans ces guides multimodaux.

Pour aller au-delà des performances d'un laser à fibre unique, j'ai par ailleurs démontré expérimentalement que la configuration laser utilisée auparavant était transposable à une géométrie avec de multiples fibres amplificatrices en parallèle. Avec deux échantillons de fibres identiques à 7 cœurs, j'ai prouvé qu'il était possible d'assurer simultanément l'excitation du supermode fondamental et le cophasage des différents faisceaux de sortie des fibres. Il est donc possible de réaliser des lasers à fibre impulsionsnels de haute énergie en exploitant des fibres multicœurs de large diamètre alimentées en parallèle au sein d'un laser unique et dont les sorties seraient disposées en un arrangement compact.

Annexe A

I. Equation d'ondes en coordonnées cylindriques

Le développement des équations de Maxwell appliquées à un champ électrique \vec{E} et un champ magnétique \vec{H} harmoniques, exprimés en coordonnées cartésiennes dans un milieu diélectrique, permet d'écrire les coordonnées transversales E_x , E_y , H_x et H_y en fonction des composantes axiales E_z et H_z . D'autre part, ce développement permet aussi d'établir l'équation d'onde (équation de propagation ou équation de Helmholtz) vérifiée par la composante E_z et l'équation similaire vérifiée par la composante H_z . Pour analyser la propagation des ondes dans des fibres optiques à symétrie axiale, il faut résoudre l'équation d'onde pour des conditions aux limites appropriées, c'est à dire en prenant en compte les conditions de continuité des composantes tangentielles et normales des champs, aux interfaces entre le milieu guidant (cœur d'indice n_1) et le milieu extérieur (gaine optique d'indice n_2). On suppose que la lumière est guidée dans un milieu cylindrique comme montré figure A.1, avec n_1 et n_2 les indices dans le cœur et dans la gaine respectivement. Compte tenu de la géométrie du guide, il est judicieux d'exprimer les composantes des champs en coordonnées cylindriques.

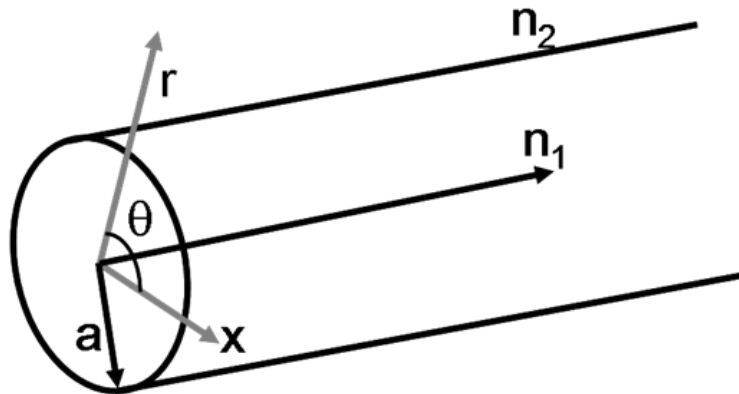


Figure A.1: La propagation de la lumière dans une fibre optique (coordonnées cylindriques).

Les relations entre les coordonnées cylindriques et cartésiennes sont:

$$x = r \cos \theta, \quad y = r \sin \theta, \quad r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad \text{et} \quad \theta = \tan^{-1}(y/x) \quad (0.1)$$

$$E_r = E_x \cos \theta + E_y \sin \theta \quad (\text{de même pour } H_r) \quad (0.2)$$

$$E_\theta = E_x \sin \theta - E_y \cos \theta \quad (\text{de même pour } H_\theta) \quad (0.3)$$

Les dérivées partielles de la composante E_z s'écrivent:

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{\partial E_z}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial x} + \frac{\partial E_z}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{x}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{y}{r^2} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} \quad (0.4)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = \frac{\partial E_z}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{y}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{x}{r^2} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} \quad (0.5)$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} = \left(\frac{1}{r} - \frac{x^2}{r^3} \right) \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{x}{r} \left(\frac{x}{r} \frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} - \frac{y}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial r \partial \theta} \right) \quad (0.6)$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} = \left(\frac{1}{r} - \frac{y^2}{r^3} \right) \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{y}{r} \left(\frac{y}{r} \frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{x}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial r \partial \theta} \right) - \frac{2xy}{r^4} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} + \frac{x}{r^2} \left(\frac{y}{r} \frac{\partial^2 E_z}{\partial r \partial \theta} + \frac{x}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \theta^2} \right) \quad (0.7)$$

Evidemment des relations de la même forme peuvent être écrites concernant n'importe quelle autre composante du champ électrique ou du champ magnétique. En utilisant les relations (0.2) à (0.7), les composantes transverses des champs électrique et magnétique peuvent être écrites en fonction de la composante axiale avec constante de prorogation β de la manière suivante :

$$E_r = -\frac{j}{\beta_t^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \omega \mu \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \right) \quad (0.8)$$

$$E_\theta = -\frac{j}{\beta_t^2} \left(\beta \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} - \omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \quad (0.9)$$

$$H_r = -\frac{j}{\beta_t^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \omega \varepsilon \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} \right) \quad (0.10)$$

$$H_\theta = -\frac{j}{\beta_t^2} \left(\beta \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} + \omega \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \quad (0.11)$$

De même, l'équation d'onde en coordonnées cartésiennes peut être réécrite en coordonnées cylindriques :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \theta^2} + \beta_t^2 E_z = 0 \quad (0.12)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \theta^2} + \beta_t^2 H_z = 0 \quad (0.13)$$

Dans ces équations, β_t est la constante de propagation transversale définie par:

$$\beta_t^2 = k_0^2 n_i^2 - \beta^2 \quad (0.14)$$

Où la grandeur k_0 est la fréquence spatiale et n_i est l'indice de réfraction du milieu considéré (n_1 dans le cœur ou n_2 dans la gaine).

I.1. Séparation des variables

Pour déterminer les composantes des champs dans un système de coordonnées cylindriques, on résout d'abord les équations différentielles (0.12) et (0.13) pour obtenir la composante axiale et on substitue ces composantes dans les relations (0.8) à (0.10) pour obtenir les autres composantes transversales. Pour déterminer une solution générale de l'équation (0.12) (resp. (0.13)) nous considérons que le champ électrique (resp. magnétique) axial est le produit d'une fonction de la distance à l'axe r et d'une fonction de l'azimut θ , indépendantes l'une de l'autre. Il s'exprime alors sous la forme:

$$E_z(\text{resp. } H_z) = R_z(r)\Theta(\theta) \quad (0.15)$$

Si l'on injecte l'expression (0.14) dans l'équation (0.12) pour le champ électrique ou dans l'équation (0.13) pour le champ magnétique, on peut procéder par séparation des variables et les solutions de l'équation (0.12) sont :

$$\frac{\partial^2 \Theta}{\partial \theta^2} + n^2 \Theta_z = 0 \quad (0.16)$$

$$\frac{\partial^2 R_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R_z}{\partial r} + (\beta_t^2 - \frac{n^2}{r^2}) R_z = 0 \quad (0.17)$$

L'équation différentielle (0.16) possède une solution générale simple qui est une fonction sinusoïdale. L'équation (0.17) est appelée équation de Bessel et ses solutions sont des fonctions de Bessel.

Les solutions des équations (0.15) et (0.16) sont:

$$\Theta_z(\theta) = \begin{cases} \cos(n\theta + \varphi) \\ \sin(n\theta + \varphi) \end{cases} \quad (0.18)$$

$$R_z(r) = \begin{cases} AJ_n(\beta_t r) + A'N_n(\beta_t r) \\ CK_n(|\beta_t| r) + C'I_n(|\beta_t| r) \end{cases} \quad (0.19)$$

$\varphi = \text{constante}$, lorsque β_t est réel dans la première ligne ou β_t est réel dans la deuxième ligne dans l'équation (0.19), n est le nombre azimutal du mode, A, A', C et C' sont constantes et J_n, N_n, K_n et I_n sont respectivement les fonctions de Bessel d'ordre n de première et de deuxième espèce et les fonctions de Bessel modifiées d'ordre n de première et de deuxième espèce.

II. Propagation des ondes dans une fibre à cœur uniforme (fibre à saut d'indice)

II.1. Champs électromagnétiques dans le cœur et dans la gaine

Nous considérons une fibre à cœur uniforme comme présentée en figure A.2. Les indices de réfraction dans le cœur (n_1) et dans la gaine (n_2) sont constants. Le rayon du cœur est noté a . Les quatre fonctions de Bessel présentes dans l'expression générale de $R_z(r)$, équation (0.19), ont des comportements asymptotiques différents. Comme nous allons le voir plus loin, la prise en compte des réalités physiques permet de simplifier cette expression. Les expressions des champs dans le cœur et dans la gaine sont tout d'abord considérées séparément. Elles seront ensuite reliées pour satisfaire les conditions de continuité à l'interface cœur/gaine.

Considérons d'abord la solution représentant le champ dans la gaine ($r > a$). Comme nous voulons que l'énergie lumineuse se propage essentiellement dans le cœur pour qu'il y ait guidage, elle doit décroître en s'éloignant du cœur (c'est-à-dire lorsque r augmente). Or la fonction I_n diverge lorsque $r \rightarrow \infty$. Donc, le deuxième terme de l'équation (0.19) doit être nul ($C' = 0$).

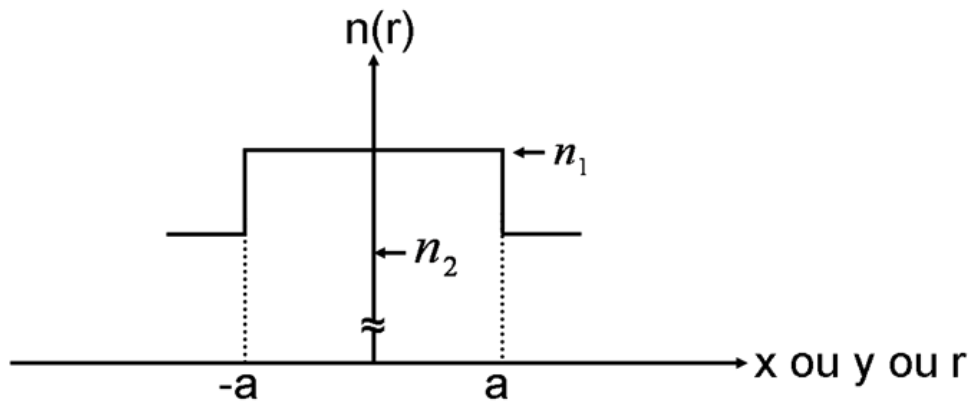


Figure A.2: Profil d'indice dans une fibre optique à saut d'indice

Dans le cœur ($r < a$), les termes proportionnels à N_n et K_n ne peuvent être présents car N_n et K_n tendent toutes les deux vers l'infini à l'origine ($r = 0$). La possibilité d'une solution en I_n doit également être écartée: en effet, si $R_z(r) \propto I_n$ dans le cœur et $R_z(r) \propto K_n$ dans la gaine, les deux fonctions de champs ne pourront être connectées de façon continue à

l'interface cœur/gaine car le rapport I'_n/I_n est positif partout (le prime indiquant la dérivation), alors que le rapport K'_n/K_n est négatif partout. Finalement, il reste que $R_z(r)$ doit être proportionnel à J_n dans le cœur et à K_n dans la gaine. A partir des relations (0.19), on déduit que β_r doit être réelle dans le cœur et imaginaire dans la gaine. Compte tenu de la relation (0.17), β doit satisfaire donc la condition suivante :

$$k_0 n_1 < \beta < k_0 n_2 \quad (0.20)$$

Finalement, en utilisant les équations (0.8) à (0.11) on aboutit aux expressions suivantes des composantes des champs :

a. Dans le cœur

$$E_z = A J_n \left(\frac{ur}{a} \right) \sin(n\theta) \quad (0.21)$$

$$E_r = \left[-A \frac{j\beta}{(u/a)} J'_n \left(\frac{ur}{a} \right) + B \frac{j\omega\mu_0}{(u/a)^2} \frac{n}{r} J_n \left(\frac{ur}{a} \right) \right] \sin(n\theta) \quad (0.22)$$

$$E_\theta = \left[-A \frac{j\beta}{(u/a)^2} \frac{n}{r} J_n \left(\frac{ur}{a} \right) + B \frac{j\omega\mu_0}{(u/a)} J'_n \left(\frac{ur}{a} \right) \right] \cos(n\theta) \quad (0.23)$$

$$H_z = B J_n \left(\frac{ur}{a} \right) \cos(n\theta) \quad (0.24)$$

$$H_r = \left[A \frac{j\omega\varepsilon_1}{(u/a)^2} \frac{n}{r} J_n \left(\frac{ur}{a} \right) - B \frac{j\beta}{(u/a)} J'_n \left(\frac{ur}{a} \right) \right] \cos(n\theta) \quad (0.25)$$

$$H_\theta = \left[-A \frac{j\omega\varepsilon_1}{(u/a)} J'_n \left(\frac{ur}{a} \right) + B \frac{j\beta}{(u/a)^2} \frac{n}{r} J_n \left(\frac{ur}{a} \right) \right] \sin(n\theta) \quad (0.26)$$

Avec:

$$u = |\beta_{r1}| a = (k_0^2 n_1^2 - \beta^2)^{1/2} a \quad (0.27)$$

Où u est la constante de propagation normalisée dans le cœur.

b. Dans la gaine

$$E_z = C K_n \left(\frac{wr}{a} \right) \sin(n\theta) \quad (0.28)$$

$$E_r = \left[C \frac{j\beta}{(w/a)} K_n' \left(\frac{wr}{a} \right) - D \frac{j\omega\mu_0}{(w/a)^2} \frac{n}{r} K_n \left(\frac{wr}{a} \right) \right] \sin(n\theta) \quad (0.29)$$

$$E_\theta = \left[C \frac{j\beta}{(w/a)^2} \frac{n}{r} K_n \left(\frac{wr}{a} \right) - D \frac{j\omega\mu_0}{(w/a)} J_n' \left(\frac{wr}{a} \right) \right] \cos(n\theta) \quad (0.30)$$

$$H_z = DK_n \left(\frac{wr}{a} \right) \cos(n\theta) \quad (0.31)$$

$$H_r = \left[-C \frac{j\omega\varepsilon_2}{(w/a)^2} \frac{n}{r} K_n \left(\frac{wr}{a} \right) + D \frac{j\beta}{(w/a)} K_n' \left(\frac{wr}{a} \right) \right] \cos(n\theta) \quad (0.32)$$

$$H_\theta = \left[C \frac{j\omega\varepsilon_2}{(w/a)} K_n' \left(\frac{wr}{a} \right) - D \frac{j\beta}{(w/a)^2} \frac{n}{r} K_n \left(\frac{wr}{a} \right) \right] \sin(n\theta) \quad (0.33)$$

Avec :

$$w = |\beta_{12}| a = (\beta^2 - k_0^2 n_2^2)^{1/2} a \quad (0.34)$$

Où w est la constante de propagation normalisée dans la gaine.

II.2. Classification des modes

Les modes sont classés selon leur nombre azimutal n , puis selon l'appellation TE, TM hybride (EH et HE), et selon leur nombre radial.

a- Cas où $n=0$

Dans ces conditions, tous les termes des équations (0.21) à (0.26) et (0.28) à (0.33) incluant n s'annulent et les solutions forment deux groupes indépendants:

- 1) si nous considérons $B=D=0$, les modes obtenus contiennent seulement les composantes E_z, E_r et H_θ alors que $E_\theta = H_r = H_z = 0$. Ce sont les modes TM (c'est à dire "transverses magnétiques" car la composante H_z est absente).
- 2) Si nous considérons $A=C=0$, les modes obtenus contiennent seulement les composantes H_z, H_r et E_θ alors que $H_\theta = E_r = E_z = 0$. Ce sont les modes TE (transverses électriques car la composante E_z est absente).

b- Cas où $n \geq 1$

Dans ces conditions, les solutions ne sont pas des modes TE ou TM. Ce sont des modes pour lesquels les composantes E_z et H_z sont simultanément présentes, appelés modes EH ou modes HE. Par convention on décide que pour un mode EH, le champ

magnétique H_z longitudinal est plus fort que le champ électrique longitudinal E_z et pour un mode HE le champ électrique E_z longitudinal est plus fort que le champ magnétique longitudinal H_z .

II.3. Constantes de propagation : solution exacte

II.3.1. Relations de continuité

Les constantes de propagation sont déterminées en étudiant les conditions aux limites (conditions de continuité des champs) à l'interface cœur/gaine (en $r = a$.)

$$E_z^{cœur} = E_z^{gaine} \quad (0.35)$$

$$E_\theta^{cœur} = E_\theta^{gaine} \quad (0.36)$$

$$H_z^{cœur} = H_z^{gaine} \quad (0.37)$$

$$H_\theta^{cœur} = H_\theta^{gaine} \quad (0.38)$$

$$\varepsilon_1 E_r^{cœur} = \varepsilon_2 E_r^{gaine} \quad (0.39)$$

$$\mu_1 H_r^{cœur} = \mu_2 H_r^{gaine} \quad (0.40)$$

On rappelle que les indices 1 et 2 se rapportent respectivement aux régions du cœur et de la gaine. De plus, le milieu est non magnétique (c'est-à-dire que $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ dans tout le guide). Donc toutes les composantes du champ magnétique sont égales de part et d'autre de l'interface. A l'interface, les composantes tangentielles du champ électrique doivent être égales. En fait, seul E_r n'est pas continu.

II.3.2. Résolution

En écrivant $r = a$ dans les équations (0.21) à (0.26) et dans les équations (0.28) à (0.33) puis en écrivant les égalités (0.35) à (0.40), on trouve que les coefficients A, B, C et D doivent satisfaire le système d'équations suivant.

$$AJ_n(u) - CK_n(w) = 0 \quad (0.41)$$

$$BJ_n(u) - DK_n(w) = 0 \quad (0.42)$$

$$A \frac{j\beta}{(u/a)^2} \frac{nJ_n(u)}{a} - B \frac{j\omega\mu_0}{(u/a)} J_n'(u) + C \frac{j\beta}{(w/a)^2} \frac{nK_n(w)}{a} - D \frac{j\beta}{(w/a)} K_n'(w) = 0 \quad (0.43)$$

$$A \frac{j\omega\varepsilon_1}{(u/a)} J'_n(u) - B \frac{j\beta}{(u/a)^2} \frac{nJ_n(u)}{a} + C \frac{j\omega\varepsilon_2}{(w/a)} K'_n(w) - D \frac{j\beta}{(w/a)^2} \frac{nK_n(w)}{a} = 0 \quad (0.44)$$

Ces équations peuvent se mettre sous forme matricielle:

$$[M] = \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{bmatrix} = 0 \quad (0.45)$$

Le problème consiste à résoudre $\det[M] = 0$ afin d'avoir un système d'équations liées qui permet d'obtenir une solution différente de la solution triviale $A=B=C=D=0$. En utilisant les relations (0.27) et (0.34) l'écriture de cette condition conduit, après quelques développements assez longs, à l'équation de dispersion suivante:

$$\left[\frac{J'_n(u)}{uJ_n(u)} + \frac{K'_n(w)}{wK_n(w)} \right] \left[\frac{\varepsilon_1 J'_n(u)}{\varepsilon_2 u J_n(u)} + \frac{K'_n(w)}{w K_n(w)} \right] = n^2 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \quad (0.46)$$

où les grandeurs u et w sont reliées par :

$$u^2 + w^2 = (k_0^2 n_1^2 - \beta^2) a^2 + (\beta^2 - k_0^2 n_2^2) a^2 = k_0^2 n_1^2 a^2 2\Delta \quad (0.47)$$

$$\text{avec } \Delta \equiv \left(\frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1} \right) \square (n_1 - n_2) / n_1 \quad (0.48)$$

Ainsi, en résolvant le système de deux équations à deux inconnues (0.46) et (0.47), nous pouvons déterminer u et w pour chaque mode, et en déduire la constante de propagation β . Ces 3 grandeurs, une fois réinjectées dans les équations (0.41) à (0.44), nous conduisent aux valeurs de A , B , C et D . Nous connaissons alors toutes les valeurs à reporter dans les expressions (0.21) à (0.26) et (0.28) à (0.33) pour calculer totalement les champs électromagnétiques.

II.3.3. Solution pour les modes TM

Puisque $n=0$, le membre de droite de l'équation (0.46) s'annule. Dans le cas où $B=D=0$ et les équations (0.42) et (0.43) deviennent triviales (on obtient $0=0$), et les équations (0.41) et (0.44) permettent d'aboutir à l'expression de l'équation de dispersion:

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \frac{J'_0(u)}{uJ_0(u)} + \frac{K'_0(w)}{wK_0(w)} = 0 \quad (0.49)$$

II.3.4. Solution pour les modes TE

Dans ce cas, nous avons aussi $n=0$ et le nombre de droite de l'équation (0.46) s'annule encore. Comme $A=C=0$, ce sont les équations (0.41) et (0.44) qui deviennent triviales ($0=0$), et les équations (0.42) et (0.43) conduisent à l'équation de dispersion:

$$\frac{J'_0(u)}{uJ(u)} + \frac{K'_0(w)}{wK_0(w)} = 0 \quad (0.50)$$

II.3.5. Modes hybride (HE ou EH)

Quand $n \geq 1$, deux jeux d'équations (0.46) et (0.47) sont obtenus et correspondent aux modes HE et EH. Notons ici que certains de ces modes peuvent posséder des solutions proches si l'on se place dans l'approximation du guidage faible que l'on va introduire maintenant.

II.3.5.1. Guidage faible

Aucune approximation n'a été effectuée jusqu'à maintenant dans les calculs. Cependant il peut être intéressant de considérer le cas où la quantité $(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/\varepsilon_1$ est très inférieure à 1, ce qui revient à dire que la différence relative d'indice entre le cœur et la gaine peut être considérée comme négligeable. En conséquence, il découle de cette hypothèse que les modes TM (équation (0.49)) et TE (équation (0.50)) sont dégénérés, c'est-à-dire que leurs constantes de propagation sont égales. D'autre part, les constantes de propagation des modes hybrides ($n \geq 1$) peuvent s'exprimer sous une forme beaucoup plus simple. Puisque $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, l'équation (0.46) s'écrit sous la forme approchée suivante:

$$\frac{J'_n(u)}{uJ_n(u)} + \frac{K'_n(w)}{wK_n(w)} = \pm n \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \quad (0.51)$$

Considérons l'équation (0.50) qui concerne en même temps les modes TE et TM. En utilisant les relations entre les fonctions de Bessel et leurs dérivées $J'_0(u) = -J_0(u)$ et $K'_0(u) = -K_0(u)$, on peut réécrire cette équation sous la forme:

$$-\frac{J_1(u)}{uJ_0(u)} = \frac{K_1(w)}{wK_0(w)} \quad (0.52)$$

D'autre part, l'équation (0.51) donne deux jeux de solutions selon le signe du second membre. Après calculs, on trouve pour les modes EH :

$$\frac{-J_{n+1}(u)}{uJ_n(u)} = \frac{K_{n+1}(w)}{wK_n(w)} \quad (0.53)$$

et pour les modes HE :

$$\frac{J_{n-1}(u)}{uJ_n(u)} = \frac{K_{n-1}(w)}{wK_n(w)} \quad (0.54)$$

II.3.6. Expression commune de la constante de propagation

Dans l'approximation de guidage faible, les équations (0.52), (0.53) et (0.54) peuvent s'exprimer sous la forme unifiée suivante:

$$uJ_{m-1}(u) / J_m(u) = -wK_{m-1}(w) / K_m(w) \quad (0.55)$$

avec

$$m = \begin{cases} 1 & \text{pour les modes TE et TM} \\ n+1 & \text{pour les modes EH} \\ n-1 & \text{Pour les modes HE} \end{cases} \quad (0.56)$$

Dans l'équation (0.55), si l'indice de la fonction de Bessel est négatif (comme pour les modes HE_{1l} pour lesquels $n=1, m=0, m-1<0$), on peut changer son signe en utilisant les relations, $J_{-i} = -J_i$ et $K_{-i} = -K_i$.

Le paramètre m permet donc l'unification des expressions des équations de dispersion. Il intervient aussi dans définition du concept de mode LP, comme nous le verrons un peu plus loin.

III. Désignation traditionnelle des modes et numérotation

Dans le cadre de l'approximation du guidage faible, nous pouvons regrouper les équations de dispersion et les modes associés, comme le montre le tableau A.1. Le premier nombre (suffixe n) désigne, comme indiqué dans l'équation (0.18), le nombre de variations azimutales de E_z ou de H_z . Le deuxième nombre (suffixe l) signifie que la constante de propagation du mode est déduite de la $l^{\text{ième}}$ plus petite valeur de u qui est solution de l'équation de dispersion. En fait, l représente le nombre de variations radiales de E_z ou de H_z . Dans la théorie de la propagation des ondes dans une fibre optique, il est utile d'introduire la notion de fréquence normalisée, notée V exprimée comme suit :

Désignation des modes	Équations de dispersion
TM_{01} and TE_{01}	$uJ_0(u) / J_1(u) = -wK_0(w) / K_1(w)$
EH_{nl} ($n \geq 1$)	$uJ_n(u) / J_{n+1}(u) = -wK_n(w) / K_{n+1}(w)$
EH_{1l}	$uJ_1(u) / J_0(u) = wK_1(w) / K_0(w)$
EH_{nl} ($n \geq 2$)	$uJ_{n-2}(u) / J_{n-1}(u) = -wK_{n-2}(w) / K_{n-1}(w)$

Tableau A.1: désignation traditionnelle des modes et numérotation

$$V = k_0 n_1 a (2\Delta)^{1/2} \quad (0.57)$$

On a coutume d'appeler ce paramètre la "fréquence normalisée" parce qu'elle est proportionnelle à la fréquence de la lumière. Il est facile de montrer à partir des équations (0.27) et (0.34) que:

$$V^2 = u^2 + w^2 \quad (0.58)$$

Lorsque les paramètres opto-géométriques d'une fibre à cœur uniforme (n_1, a et Δ) ainsi que la longueur d'onde λ sont donnés, V peut être facilement calculée. Alors, en utilisant les équations données dans le tableau A.1 et l'équation (0.58) on peut déterminer u en fonction de V . A partir des relations (0.27) et (0.57) on peut finalement calculer la constante de propagation β , comme:

$$\beta = k_0 n_1 (1 - 2\Delta u^2 / V^2)^{1/2} \quad (0.59)$$

III.1. Fréquences de coupure normalisées

Les fonctions de Bessel du second ordre décroissent exponentiellement lorsque r augmente. Donc, quand le paramètre ω est réel et fini, c'est-à-dire quand:

$$k_0 n_2 < \beta \quad (0.60)$$

Le champ électromagnétique dans la gaine décroît exponentiellement vers l'extérieur ce qui signifie que l'énergie électromagnétique est confinée dans le coeur. Cependant, dans la situation limite où:

$$\beta = k_0 n_2 \quad (0.61)$$

La vitesse de phase est égale à celle d'une onde plane se propageant dans un milieu correspondant à celui de la gaine, et l'équation (0.34) implique que $w=0$. Dans ce cas, le

champ dans la gaine ne décroît pas vers l'extérieur. Par conséquent, l'énergie ne peut pas rester confinée dans le cœur. La condition décrite par l'équation (0.61) est appelée la condition de coupure du mode considéré, et la fréquence à laquelle elle est vérifiée est appelée la fréquence de coupure. Dans les fibres optiques, l'énergie d'un mode reste confinée dans le cœur lorsque la fréquence du signal injecté est supérieure à la fréquence de coupure de ce mode. Les modes transmis à ces fréquences sont appelés modes de propagation. Dans le cas contraire, lorsque la fréquence est inférieure à la fréquence de coupure, $k_0 n_2 > \beta$ et w est alors imaginaire. Cela implique qu'il existe une solution oscillante dans la gaine. Dans ces conditions, les pertes sont très importantes et l'onde ne peut pas se propager le long de l'axe de la fibre. Ces modes sont dits modes évanescents (non propagatifs). Intéressons nous au calcul des fréquences de coupure pour chaque mode. En effet, il est indispensable de connaître à partir de quelle fréquence un mode peut exister dans la fibre. Puisque $w=0$ (et donc $u=w$) à la coupure, la fréquence de coupure normalisée V_c d'un mode $LP_{m,l}$ est:

$$V_c = j_{(m-1),l} \quad (0.62)$$

Où $j_{m-1,l}$ représente la $l^{\text{ième}}$ racine de $J_{m-1}(x)=0$

Pour les modes dont les désignations sont rappelées dans le Tableau 1, la résolution de l'équation de dispersion correspondante conduit à (avec $w=0$ et $u=V_c$) :

$$V_c = \begin{cases} j_{0l} & \text{pour les modes } TM_{0l} \text{ et } TE_{0l} \\ j_{nl} & \text{pour les modes } EH_{nl} \quad (n \geq 1) \\ 0 \text{ et } j_{1l} & \text{pour les modes } HE_{1l} \\ j_{(n-2)l} & \text{pour les modes } EH_{nl} \quad (n \geq 2) \end{cases} \quad (0.63)$$

Etant donné que les composantes longitudinales des champs sont proportionnelles à J_n dans le cœur ($E_z(\text{ou } H_z) \propto J_n(ur/a)$), l'indice l , appelé "nombre radial", correspond au nombre de variations radiales du champ dans le cœur.

III.2. Classification des modes : modes LP

Les équations (0.55) et (0.56) établies dans l'approximation de guidage faible indiquent que tous les modes caractérisés par des paramètres communs m et l satisfont une même équation de dispersion, ce qui implique que ces modes sont dégénérés. Ces modes (quelle que soit leur désignation traditionnelle TE, TM, HE, et HE) sont regroupés dans une famille de modes appelée « mode LP_{ml} » (linéairement polarisé). La relation générale entre la

désignation traditionnelle de modes et les désignations des modes LP est synthétisée dans le tableau A.2.

Mode LP	Mode EM rigoureux	Nombre de polarisations	Equation de propagation
LP0l m=0	HE1l	(2)	$uJ_1(u)/J_0(u) = wK_1(w)/J_0(w)$
LP1l m=1	TE0l	(1)	$-uJ_0(u)/J_1(u) = wK_0(w)/J_1(w)$
	TM0l	(1)	
	HE2l	(2)	
LPml $m \geq 2$	EHm-1l EHm+1l	(2) (2)	$-uJ_{m-1}(u)/uJ_m(u) = wK_{m-1}(w)/J_m(w)$

Tableau A.2: Modes LP, modes EM et leurs équations de dispersion associées.

La distribution spatiale des champs électrique ou magnétique (direction, sens, intensité) au sein des différents modes TE, TM, HE ou EH peut être représentée à partir des composantes exprimées par les relations (0.21) à (0.26) dans le cœur et (0.28) à (0.33) dans la gaine. Cette distribution est caractéristique de chaque mode. En particulier, elle est différente pour les modes regroupés au sein d'un même mode LP. Cependant, la projection de ces lignes de champ dans une direction de polarisation rectiligne donnée (sélection de la composante E_x ou E_y) aboutit à la même distribution de champ polarisé rectilignement. C'est cette considération qui est à l'origine de l'appellation de mode LP (linéairement polarisé) donné à une famille de modes TE, TM, HE et/ou EH dégénérés. Dans la pratique, les fibres multimodales que nous utilisons sont excitées avec une polarisation rectiligne. Le faisceau exciteur se décompose donc dans une base de modes LP (au sein de chaque mode LP, les modes électromagnétiques constitutifs sont dégénérés et ne peuvent être considérés isolement).

Dans les simulations effectuées dans cette thèse, nous avons résolu l'équation de dispersion rigoureuse (0.46) pour déterminer la constante de propagation associée à chaque mode électromagnétique. Nous avons comparé les résultats obtenus à ceux fournis par l'équation simplifiée (0.55). L'approximation du guidage faible étant applicable avec nos fibres, on trouve comme attendu des valeurs très proches pour les constantes de propagation des modes électromagnétiques vrais et pour les modes LP associés. Nous avons ensuite calculé les composantes des champs de ces modes LP dans une polarisation rectiligne donnée (O_x ou O_y) en projetant dans ces directions les composantes des champs déterminées avec les

relations (0.21) à (0.26) et (0.28) à (0.33). Le coefficient d'excitation d'un mode LP donné est alors calculé via l'intégrale de recouvrement entre le champ incident dans une polarisation donnée et le champ du mode LP dans cette même polarisation. Les figures A.3 et A.4 montrent les distributions d'intensité dans les différents modes LP qui peuvent exister dans la fibre multimodale que nous avons utilisée au laboratoire (rayon de cœur=25 μ m et ON = 0.06), aux longueurs d'onde de 1080nm (figure A.3: 12 modes) et 800nm (figure A.4: 20 modes).

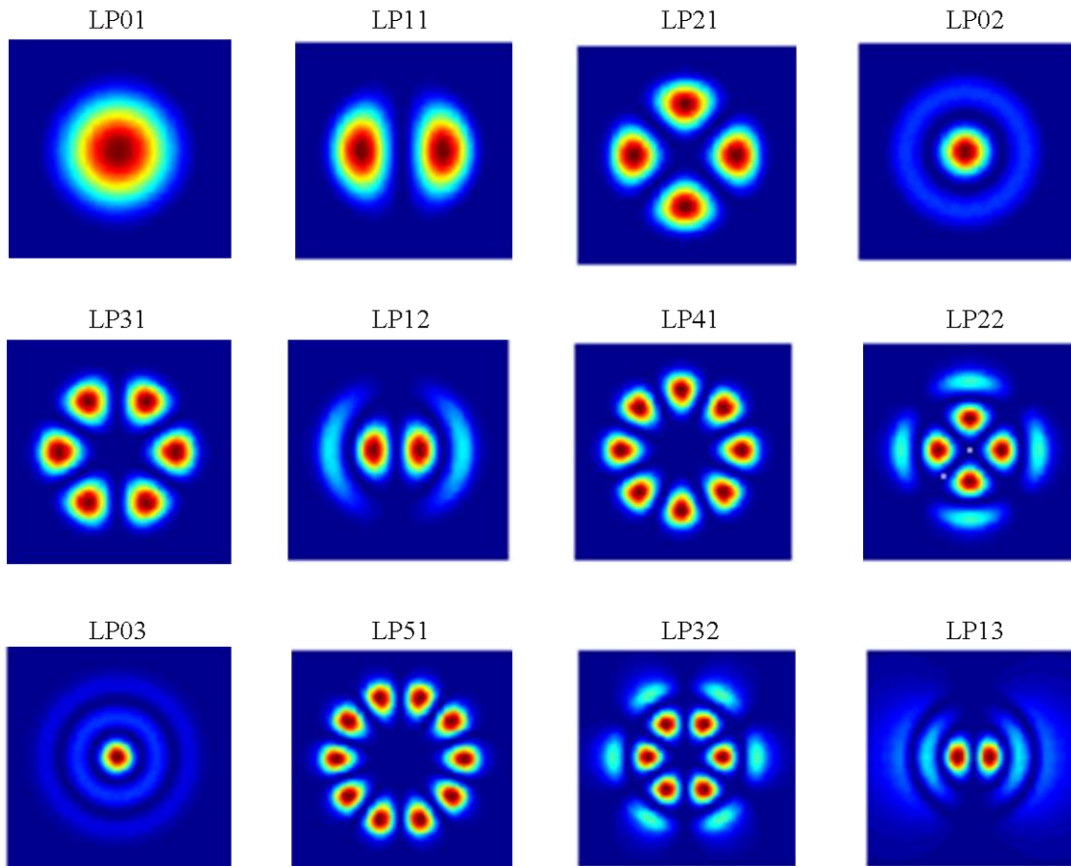


Figure A.3: Distribution d'éclairement des modes guidés dans la fibre multimodale à la longueur d'onde de 1080 nm ($V=8,7$).

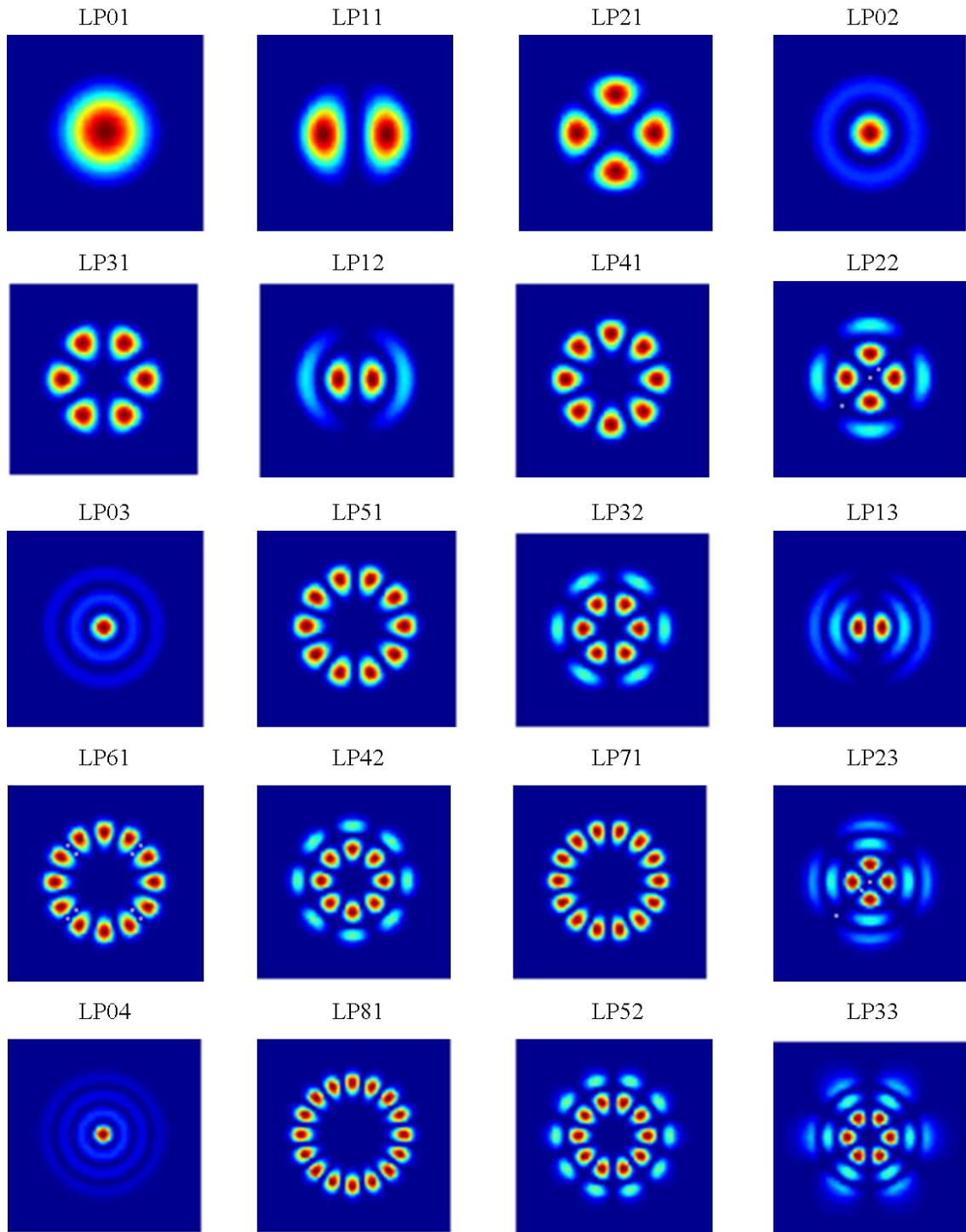


Figure A.4: Distribution d'éclairage des modes guidés dans la fibre multimodale à la longueur d'onde de 800 nm ($V=11,8$).

Annexe B

I. La méthode des éléments finis

La méthode des modes couplés, utilisée dans cette thèse pour déterminer la distribution de champ dans les supermodes d'une fibre multicœur à géométrie parfaite, a été décrite dans le chapitre 3 pour la fibre à 7 cœurs et dans le quatrième chapitre pour la fibre à 19 cœurs par cette méthode, si chaque cœur considéré isolément est monomode, alors le nombre de supermodes trouvés est égal au nombre de cœurs couplés de la fibre comme on a vu avec les deux fibres. La figure B.1 montre les distributions d'intensité pour les dernières sept supermodes (les premières douze supermodes sont montrés en figure IV.2 dans le quatrième chapitre), calculées par la méthode des modes couplés.

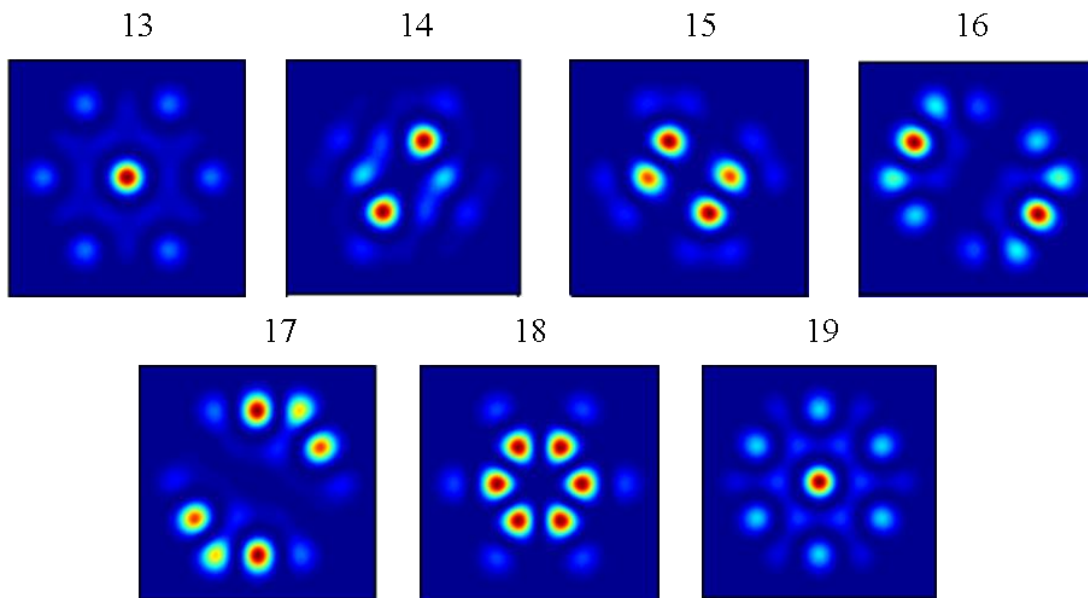


Figure B. 1: Distribution d'éclairement des supermodes guidés dans la fibre à 19 cœurs calculés par la méthode des modes couplés.

II. La méthode des éléments finis

Dans le cas d'une fibre à profil d'indice quelconque, la section droite peut être discrétisée en un ensemble de sous-espaces d'indice constant (maillage) et les équations de Maxwell peuvent être résolues aux nœuds de ce maillage, par une méthode d'éléments finis (MEF). Les conditions de continuité des champs sont écrites à chaque interface entre deux sous espaces adjacents. Les valeurs propres des systèmes d'équations résolus sont les

constantes de propagation des supermodes et les vecteurs propres associés sont les champs électrique ou magnétique de ces supermodes.

Pour calculer les supermodes de la fibre à 19 cœurs couplés réelle, c'est à dire en tenant compte de ses imperfections géométriques, on peut utiliser cette méthode d'éléments finis (mise en œuvre dans le logiciel commercial Femlab). La première étape consiste à décrire la section droite de la fibre en représentant chaque cœur par un disque de rayon r_1 , centré en $M_1(x_1, y_1)$ et d'indice constant n_1 , l'ensemble des cœurs baignant dans un milieu d'indice n_2 . La deuxième étape consiste à mailler la structure complexe ainsi définie en sous-espaces élémentaires. Ces sous-espaces, appelés éléments de maillage, sont généralement de géométrie tétraédrique en volume, et triangulaire dans notre cas. A l'aide des conditions aux limites fixées pendant la phase d'implémentation de la structure, le logiciel résout alors les équations de Maxwell aux nœuds du réseau (solutions nodales), pour en déduire une solution approximative sur l'élément de maillage considéré. L'augmentation du nombre de sous-espaces élémentaires générés augmente bien entendu la précision des résultats, mais est limitée par la puissance de calcul de la machine utilisée. Il est donc généralement nécessaire de trouver un compromis entre temps de calcul et précision du maillage. On prend généralement soin de mailler plus finement la structure dans les zones de transition du profil indiciel. Les figures B.2a et B.2b montrent respectivement la fenêtre graphique du logiciel pendant la phase de description de la section droite de la fibre à 7 cœurs, et la fenêtre de maillage de la structure. Les caractéristiques de cette fibre sont : rayon de cœur=6,3 μm , espacement entre cœurs adjacents = 9 μm , ouverture numérique d'un cœur =0,075.

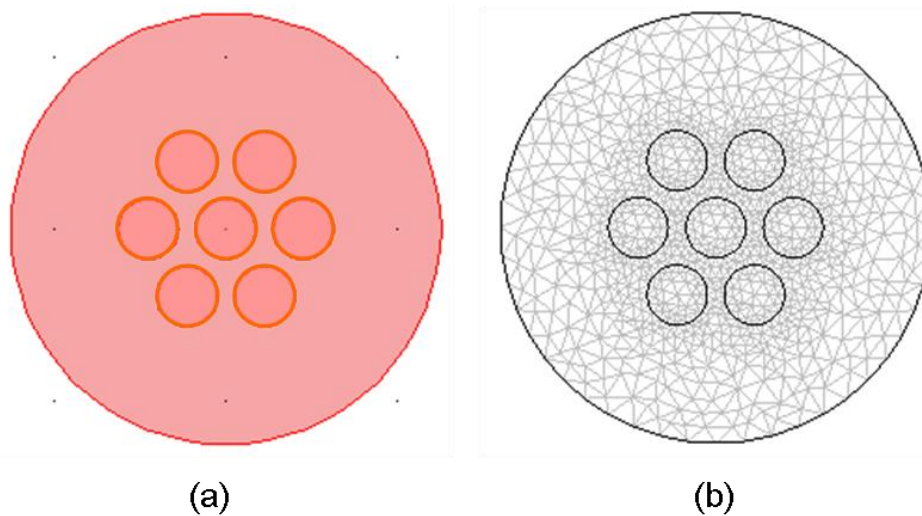


Figure B.2 : Fenêtre graphique du logiciel Femlab pour calculer les supermodes guidés dans la fibre à 7 cœurs, a) Définition de la géométrie et du profil indiciel de la structure, b) Maillage de la structure totale en sous-espaces élémentaires.

La figure B.3 présente les distributions d'intensité dans les 7 supermodes calculés par la méthode des éléments finis (logiciel Femlab).

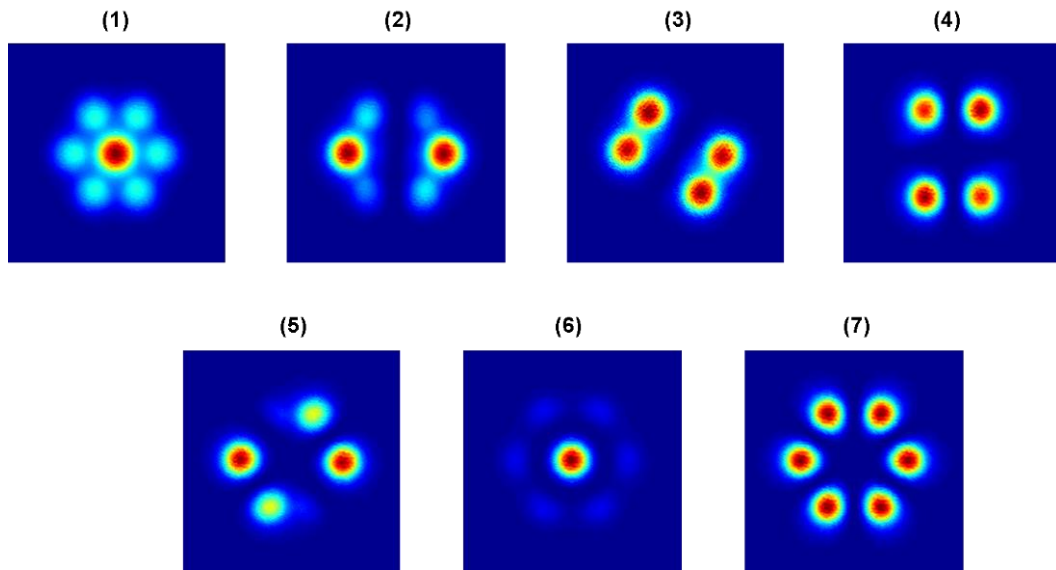


Figure B.3: Distribution d'éclairement dans les 7 supermodes de la fibre à 7 cœurs calculée par la méthode des éléments finis.

Le Tableau B.1 présente les constantes de propagation trouvées pour les 7 supermodes. Les comparaisons des valeurs de ce tableau avec les valeurs trouvées par la méthode des modes couplés (Tableau III.2 du chapitre III) montrent un excellent accord quel que soit le mode considéré, l'écart relatif étant toujours inférieur à 0,05%. Ceci indique que l'on peut utiliser indifféremment les deux méthodes pour déterminer les constantes de propagation des modes dans nos simulations.

Supermode	Mode (1)	Mode (2)	Mode (3)	Mode (4)	Mode (5)	Mode (6)	Mode (7)
($\beta \times 10^{-6}$)	8.44223	8.44048	8.44048	8.43847	8.43847	8.43776	8.43707

Tableau B.1: Constante de propagation calculée à 1080nm par la méthode des éléments finis, pour les 7 supermodes dans la fibre à 7 cœurs

Nous présentons figure B.4 les étapes de la simulation de la fibre à 19 cœurs effectuée par la méthode des éléments finis. Les figures B.4a, B.4b et B.4c (les douze supermodes calculés sont montrées en figure IV.3) montrent respectivement la fenêtre graphique du logiciel pendant la phase de description de la section droite, la fenêtre de maillage de la structure et la fenêtre donnant après calcul une des distributions transverses du champ électromagnétique (supermode fondamental).

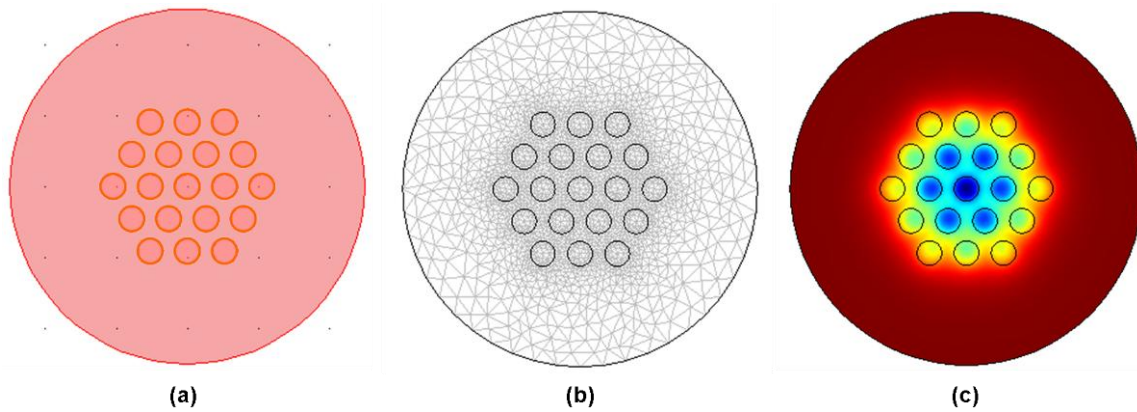


Figure B.4 : Fenêtre graphique du logiciel Femlab pour calculer les supermodes guidés dans la fibre à 19 cœurs, a) Définition de la géométrie et du profil indiciel de la structure, b) Maillage de la structure totale en sous espaces élémentaires c) Distribution transverse en champ du supermode fondamental (c'est à dire associé à la valeur propre la plus grande possible) guidé par la structure après résolution.

En conclusion, la méthode des éléments finis présente plusieurs intérêts. Tout d'abord, cet outil de calcul permet de traiter n'importe quel profil de fibre optique, que celui-ci présente ou non une symétrie diamétrale ou de révolution. De plus, cette méthode de résolution vectorielle ne fait pas intervenir l'approximation du guidage faible et elle est donc applicable à des fibres présentant des différences d'indice très importantes entre régions voisines. Enfin, les supermodes trouvés par cette méthode sont les supermodes effectivement guidés dans la fibre, dont le nombre peut être inférieur au nombre de cœurs couplés, si le contraste d'indice cœur/gaine est faible. C'est ce que l'on a pu constater dans le chapitre 4 on l'on ne trouve, avec la FEM, que 12 supermodes dans la fibre à 19 cœurs utilisée dans nos expériences. Cela provient essentiellement de la très faible ouverture numérique de chaque cœur individuel ($= 0,065$). A contrario, la méthode des modes couplés permet toujours de trouver un nombre de supermodes égal au nombre de cœurs individuels de la fibre, certains pouvant ne pas être guidés.

Les principaux inconvénients pratiques de la méthode des éléments finis sont le temps de calcul assez long nécessaire pour déterminer tous les modes, ainsi que la mémoire informatique importante requise par le procédé. Ainsi, la simulation étant menée à une seule longueur d'onde à la fois, l'évolution des modes dans la fibre sur une large bande spectrale suppose d'effectuer le calcul à chaque longueur d'onde, et induit des temps de calcul importants. Ceci est parfois nécessaire, en particulier dans l'étude de la distribution du champ émergent en fonction de la longueur d'onde présentée dans le chapitre 4, où le nombre de longueurs d'onde considérées est de l'ordre de 1000 sur une plage spectrale de 30nm. Pour cette raison, nous n'avons utilisé la méthode des éléments finis que pour connaître le nombre

exact et la nature des modes guidés dans la fibre multicœur, dans cette bande spectrale. Mais nous avons préféré utiliser la méthode des modes couplés (sous Matlab) pour faire les calculs des constantes de propagation et des distributions de champ des supermodes guidés, à chaque longueur d'onde. Ce choix est validé par le fait que les constantes de propagation obtenues par les deux méthodes diffèrent ici aussi de moins de 0.1%.

Annexe C

I. Calcul de la qualité spatiale du faisceau (M^2)

Le facteur M^2 permet de quantifier la qualité spatiale d'un faisceau laser en le comparant à celle d'un faisceau uniphase gaussien. Le paramètre M^2 est le plus utilisé pour évaluer la qualité d'un faisceau laser. Il est défini toujours de la manière suivante dans la direction x (la définition est la même dans les autres directions) [SIEG.90].

$$M_x^2 = 4\pi\sigma_x\sigma_{sx} \quad (0.1)$$

Où σ_x et σ_{sx} sont les largeurs du profil d'intensité du faisceau dans le champ lointain et le champ proche dans la direction x et λ est la longueur d'onde utilisée. Lorsque la fréquence spatiale S_x est liée à l'angle de propagation θ par l'équation (0.2):

$$S_x \equiv \lambda^{-1} \sin \theta \approx \frac{\theta}{\lambda} \quad (0.2)$$

Les valeurs σ_x et σ_{sx} sont définies par les équations suivantes [SIEG.90, WIEL.07]:

$$\sigma_x^2 \equiv \frac{\iint x^2 I(x, y) dx dy}{\iint I(x, y) dx dy} \quad (0.3)$$

et

$$\sigma_{sx}^2 \equiv \frac{\iint S_x^2 \hat{I}(S_x, S_y) dS_x dS_y}{\iint \hat{I}(S_x, S_y) dS_x dS_y} \quad (0.4)$$

Par calculer les largeurs du profil d'intensité du faisceau dans le champ lointain et le champ proche, on utilise l'équation (0.1) pour calculer le M^2 soit pour la direction x ou la direction y .

II. L'aire effective (A_{eff})

L'aire effective du mode se propageant dans le guide, calculée à partir de la distribution transverse du champ électrique $E(x, y)$ comme décrit dans l'équation suivante:

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left(\iint |E(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\iint |E(x, y)|^4 dx dy} \quad (0.5)$$

Avec l'équation (5) on peut calculer l'aire effective pour un faisceau du laser à la sortie de la fibre mais pour calculer l'aire effective moyenne $\langle A_{eff} \rangle$ avec une certaine longueur de la fibre L on utilise l'expression montres da l'équation (6).

$$\langle A_{eff} \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L A_{eff}(z) dz \quad (0.6)$$

Bibliographie

S

[SIEG.90] A.E. Siegman, "New developments in laser resonators", SPIE Proc. 1224, 2-14 (1990).

W

[WIEL.07] S. Wielandy, "Implications of higher-order mode content in large mode area fibers with good beam quality", Opt. Express 15, 15402-15409, (2007).

Bibliographie de l'auteur

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

B. M. SHALABY, V. KERMENE, D. PAGNOUX and A. BARTHELEMY
“Transverse mode control by self-imaging process in a multimode fibre laser using single mode feedback loop”,
J. Opt. A: Pure Appl. Opt., 110, 115003-1 -6, (2008).

B. M. SHALABY, V. KERMENE, D. PAGNOUX, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, A. BARTHELEMY, M. ADDOU AHMED, A. VOSS and T. GRAF
“Quasi-Gaussian beam from a multicore fibre laser by phase locking of supermodes”
Appl. Phys. B, 97, 599-605, (2009).

B. M. SHALABY, V. KERMENE, D. PAGNOUX, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, A. BARTHELEMY, M. ADDOU AHMED, A. VOSS and T. GRAF
“19-cores Yb-fiber laser with mode selection for improved beam brightness”
Appl. Phys. B, 100, 859–864, (2010).

B. M. SHALABY, V. KERMENE, D. PAGNOUX, A. DESFARGES-BERTHELEMOT and A. BARTHELEMY
“Phase-locked supermode emissions from a dual multicore fiber laser”
submitted to the Appl. Phys. B, (2011).

Communications invitées dans des congrès nationaux et internationaux

V. KERMENE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, A. BARTHELEMY, J. LHERMITE, J. GUILLOT, V. KERMENE
“Laser architecture applied to coherent beam combining”
International Conference Laser Optics, St. Petersburg, Russia, invited paper (2008).

V. KERMENE, V. KERMENE, J. LHERMITE, E. SURAN, F. LOURADOUR, D. PAGNOUX, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, A. BARTHELEMY, A. POPP, M. ADDOU AHMED, A. VOSS and T. GRAF
“Beam control in multiple core fiber lasers and amplifiers”
International Conference Laser Optics, St. Petersburg, Russia, invited paper (2010).

B. M. SHALABY, V. KERMENE, D. PAGNOUX, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, A. BARTHELEMY, M. ADDOU AHMED, A. VOSS and T. GRAF
“Emission of a bright quasi-Gaussian beam by a multicore fiber laser”
International Conference 4th EPS-QEOD Europhoton- Hamburg, Germany (2010).

A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMENE, B. M. SHALABY, D. PAGNOUX, F. LOURADOUR, and A. BARTHELEMY
“lasers à fibre: contrôle de l’émission de laser à fibre multimodale ou multicœurs, combinaison cohérente”
78e Congrès de l'Acfas, Montréal-Canda, invited paper, (2010).

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

B. M. SHALABY, V. KERMENE, D. PAGNOUX and A. BARTHELEMY
“Contrôle modal dans un laser à fibre multimodale basé sur le processus d'auto-imagerie”
Journées Nationales d'Optique Guidée, Lannion-France, Poster, (2008).

V. KERMENE, V. KERMENE, J. LHERMITE, E. SURAN, F. LOURADOUR, D. PAGNOUX, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, A. BARTHELEMY, A. POPP, M. ADDOU AHMED, A. VOSS and T. GRAF
“Laser à fibre de 19 cœurs émettant le supermode uniphase”
Journées Nationales d'Optique Guidée, Lille-France, oral, (2009).

Communications dans des congrès internationaux

B. M. SHALABY, V. KERMENE, D. PAGNOUX, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, A. BARTHELEMY
“Modal selection in a multicore fiber laser”
International Conference Laser Optics, St. Petersburg, Russia, Poster (2010).

Résumé de la thèse en français

La montée en puissance dans les lasers ou amplificateurs à fibres uni-modales s'accompagne d'effets non linéaires, de dommage sur les faces de la fibre à cause d'une petite aire effective dans les guides amplificateurs classiques. L'objectif de ma thèse a été d'étudier l'exploitation, au sein de lasers, de fibres amplificatrices de large section, telle qu'une fibre multimodale ou une fibre à cœurs multiples tout en assurant la génération de faisceau de bonne qualité spatiale.

Tout d'abord, j'ai étudié numériquement et expérimentalement le processus de l'auto-imagerie dans une fibre de grande aire modale dans une configuration laser en anneau unidirectionnel. J'ai successivement considéré une fibre multimodale (FMM) puis une fibre à cœurs multiples (FMC). Cette configuration réalise un filtrage spatial sur le champ proche en utilisant une boucle de rétroaction par une fibre monomode. Nous avons aussi étudié numériquement et expérimentalement l'excitation du mode fondamental et la combinaison linéaire de plusieurs modes guidés dans une architecture de laser qui réalisait un filtrage spatial sur le champ lointain. La dernière partie, consiste en une étude expérimentale de la combinaison cohérente de deux fibres multicœurs parallèles en utilisant à la fois une excitation sélective et un filtrage du champ lointain.

Résumé de la thèse en anglais

The rise of power delivered by lasers and amplifiers based on standard single mode fiber is accompanied by non linear effects and damage on fibers output face. The goal of my thesis research was to generate high quality beam from lasers based on fibers with large cross-section, such as multimode fibers (MMFs) or multicore fibers (MCFs).

First, I numerically and experimentally studied the process of self-imaging in MMF and MCF in a ring fiber laser configuration. The investigated configuration performs spatial filtering on the near field using a feedback loop by a single mode fiber. I have also investigated the excitation of the fundamental mode and the linear combination of several guided modes in a laser architecture where a spatial filtering was achieved in the far field. The last part dealt with experimental study of coherent combination of two parallel multicore fibers using of both selective excitation and far field spatial filtering.