

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

INSTITUT DE RECHERCHE Xlim

Année : 2006

Thèse N° xx-2006

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline : “Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique”

Spécialité : “Photonique”

présentée et soutenue par

Johan BOULLET

le 21 Septembre 2006

**LASERS A FIBRES A PROFIL DE GAIN DISCRETISE ADAPTES A
L'EMISSION DE FORTES PUISSANCES**

Thèse dirigée par Philippe ROY

co-direction par Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT et Vincent KERMENE

JURY :

Rapporteurs :

François BALEMBOIS
François SALIN

Professeur à l'Institut d'Optique/LCFIO, Orsay
Directeur de Recherche CNRS, DG FEMLIGHT S.A.

Examineurs :

Gérard MONNOM
Alain BARTHELEMY
Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT

Directeur de Recherche CNRS, HDR, LPMC, Nice
Directeur de Recherche CNRS, HDR, Xlim, Limoges

Philippe ROY

Maître de Conférences à l'Université de Limoges,
Xlim, Limoges.

Chargé de Recherche CNRS, HDR, Xlim, Limoges

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

INSTITUT DE RECHERCHE Xlim

Année : 2006

Thèse N° xx-2006

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

**Discipline : “Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique”
Spécialité : “Photonique”**

présentée et soutenue par

Johan BOULLET

le 21 Septembre 2006

**LASERS A FIBRES A PROFIL DE GAIN DISCRETISE ADAPTES A
L'EMISSION DE FORTES PUISSANCES**

Thèse dirigée par Philippe ROY

co-direction par Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT et Vincent KERMENE

JURY :

Rapporteurs :

François BALEMBOIS
Monsieur F. SALIN

Professeur à l'Institut d'Optique/LCFIO, Orsay
Directeur de Recherche CNRS, DG FEMLIGHT S.A.

Examineurs :

Gérard MONNOM
Alain BARTHELEMY
Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT

Directeur de Recherche CNRS, HDR, LPMC, Nice
Directeur de Recherche CNRS, HDR, Xlim, Limoges

Philippe ROY

Maître de Conférences à l'Université de Limoges,
Xlim, Limoges.

Chargé de Recherche CNRS, HDR, Xlim, Limoges

A mon grand père, Maurice BOULLET

Table des matières

Table des matières	7
Introduction Générale.....	15
Chapitre I.....	21
Lasers à fibres en régime d'émission continue : Généralités et Etat de l'art	21
INTRODUCTION.....	23
I LA FIBRE AMPLIFICATRICE UNIMODALE	25
I.1 Vers une émission unimodale	25
I.1.1 Principe du guidage par réflexion totale interne (RTI).....	26
I.1.2 Formalisme mathématique de la propagation guidée dans les fibres à saut d'indice.....	27
I.1.3 Cas particulier des fibres unimodales	30
I.2. Les fibres dopées aux ions de terres rares:.....	32
I.2.1 Fabrication des fibres dopées aux ions de terres rares :.....	32
I.2.2 Les ions de terres rares.....	35
I.2.3 Cas particulier de l'ion Yb^{3+} :.....	37
II LASERS A FIBRES DOPEES AUX IONS DE TERRES RARES	41
II.1 Pourquoi les lasers à fibre ?.....	41
II.2 La clé de la montée en puissance : les lasers à fibre double gaine	44
II.2.1 Principe du pompage par la gaine.....	44
II.2.2 Introduction à la modélisation des lasers à fibre	51
III.2.3 Equations du laser	52
III EFFETS NON LINEAIRES DANS LES LASERS A FIBRE EN REGIME D'EMISSION CONTINUE	59
III.1. Introduction	59
III.2 Notion d'aire effective	61
III.3 Diffusion Brillouin stimulée.....	61
III.4 Diffusion Raman Stimulée :.....	63
III.5 Conclusion : seuil d'apparition des effets non linéaires.....	64
IV ETAT DE L'ART SUR LES NOUVELLES ARCHITECTURES DE LASERS A FIBRE POUR LA FORTE PUISSANCE	67
IV. 1 Filtrage des modes d'ordre élevés.....	69
IV. 2 Limites de la technique de filtrage des modes d'ordre élevé.....	71

IV. 3 Les fibres amplificatrices à large aire modale (ou fibres LMA pour Large Mode Area) :	73
IV.3.1 Principe	73
IV.3.2 Performances	77
CONCLUSION.....	81
Chapitre II.....	84
Combinaison Cohérente dans un Laser à Fibre à Deux Cœurs Parallèles Dopés Ytterbium.....	84
INTRODUCTION.....	86
I COMBINAISON COHERENTE DE LASERS A FIBRE :.....	90
I.1 Combinaison incohérente, combinaison cohérente.....	90
I.2 Etat de l'art sur les méthodes de combinaison cohérente de lasers fibrés	93
I.2.1 Combinaison cohérente de lasers à fibre en champ lointain par densification de pupille.....	93
I.2.2 Combinaison cohérente en champ lointain dans des lasers à fibre multicœur	98
I.2.3 Combinaison cohérente en champ proche et en champ lointain : sommation par contraintes imposées au spectre de fréquences temporelles dans un dispositif interférométrique.....	103
II COMBINAISON COHERENTE DANS UN LASER INTERFEROMETRE A FIBRE A DEUX CŒURS PARALLELES DOPES YTTERBIUM : PRINCIPE ET ETUDE ANALATYQUE	108
II.1 Analogie dans le domaine spatial : cavité laser à transformée de Fourier	108
II.2 Combinaison cohérente par contraintes dans le spectre de fréquences temporelles	110
II.2.1 Description du laser interféromètre	110
II.2.2 Principe	111
II.2.3 Fonction de transfert globale de la cavité interféromètre	112
II.2.4 Etude de l'interféromètre actif et évolution de l'efficacité de combinaison avec le déséquilibre du coupleur	117
III COMBINAISON COHERENTE DANS UN LASER À DEUX CŒURS PARALLELES DOPES YTTERBIUM	122
III.1 La Fibre à Deux Cœurs Parallèles (FDCP) dopés ytterbium	123
III.1.1 La préforme dopée ytterbium	123
III.1.2 Unimodalité transverse des deux coeurs	125

III.1.3 Contraintes liées à la différence de chemin optique entre les bras du laser interféromètre	126
III.1.4 Détermination de la distance entre coeurs interdisant tout couplage	130
III.1.5 Fabrication de la préforme, fibrage	135
III.2 Caractérisation expérimentale de la fibre à deux cœurs parallèles dopés ytterbium	137
III.2.1 Mesure de l'absorption de la puissance de pompage par la fibre bicoeur non amincie	137
III.2.2 Amincissement local de la fibre par fusion étirage	141
III.3 Laser interféromètre à fibre à deux cœurs parallèles dopés ytterbium.....	152
III.3.1. Caractérisation énergétique du laser interféromètre à fibre bicoeur dopée ytterbium	152
III.3.2. Caractérisation spectrale du laser interféromètre à fibre bicoeur dopée ytterbium	158
III.3.3. Polarisation du laser interféromètre à fibre bicoeur dopée ytterbium.....	162
Chapitre III	176
Combinaison Cohérente dans un Laser à Fibre à Deux Cœurs Concentriques Dopés Ytterbium	176
INTRODUCTION	178
I ETUDE THEORIQUE DES FIBRES A DEUX COEURS CONCENTRIQUES	181
I.1. Théorie modale des fibres à deux cœurs concentriques.....	181
I.1.1 Modes élémentaires des guides considérés isolément	183
I.1.2 Etude de la fibre composite par le formalisme des modes orthogonaux de la structure	184
I.1.3 Evolution longitudinales des puissances portées par chacun des guides	192
I.1.4 La fibre à deux cœurs concentriques utilisée comme filtre spectral	195
I.2 Combinaison cohérente dans une fibre à deux cœurs concentriques dopés ytterbium	197
I.2.1 Principe	197
I.2.2 Vers une efficacité de combinaison maximale	198
II OPTIMISATION D'UN COUPLEUR A CŒURS CONCENTRIQUES LARGE BANDE.....	202
II.1 Cahier des charges	202

II. 2 Méthodes numériques de simulation des fibres à profil opto-géométriques complexes.....	203
II.2.1. La méthode des éléments finis.....	204
II.2.2. Résolution numérique de l'équation d'onde par un algorithme de type Runge Kutta.....	206
II.3 Résultats des simulations.....	207
II.3.1 Examen des résultats de simulation pour $\Delta n=5.10^{-3}$	209
II.3.2 Résultats des simulations pour le profil C.....	216
III FABRICATION ET CARACTERISATION EXPERIMENTALE D'UNE FIBRE A DEUX CŒURS CONCENTRIQUES DOPES YTTERBIUM	219
III.1 Préforme à deux cœurs concentriques dopés ytterbium.....	219
III.2 Etirage de la fibre à deux cœurs concentriques.....	222
III.2.1 Approximation analytique du profil indiciel de la préforme.....	224
III.2.2 Résultats des simulations obtenus à partir du profil réel.....	226
III.3. Caractérisation expérimentale de la fibre étirée.....	231
III.3.1 Caractérisation expérimentale des propriétés de filtrage spectral de la fibre étirée.....	231
III.3.2 Combinaison cohérente dans un laser à fibre à deux cœurs concentriques dopés ytterbium.....	235
CONCLUSION.....	248
Conclusion générale	252
Références bibliographiques	258
Publications scientifiques.....	272
Publications dans des revues internationales à comité de lecture.....	274
Communications à des congrès internationaux à comité de lecture.....	275
Communications à des congrès nationaux à comité de lecture.....	276

Introduction Générale

Introduction générale

Dans tous les domaines nécessitant des flux lumineux intenses (usinage, chirurgie, optique non linéaire), les lasers à fibre sont aujourd'hui en passe de s'imposer face aux technologies traditionnelles (lasers à gaz ou colorants). Les raisons de cet engouement sont multiples : tout d'abord, les amplificateurs à fibres dopées aux ions de terres rares présentent un gain très important, de l'ordre de plusieurs dizaines de dB/m, permettant d'obtenir des seuils d'oscillation très bas. De plus, la structure guidante assure une excellente qualité spatiale du faisceau laser, qui peut être focalisé dans des spots de quelques micromètres carré. Mais paradoxalement, c'est aussi ce confinement spatial qui constitue le principal handicap de ces sources fibrées.

La technique du pompage par la gaine a permis une formidable montée en puissance des lasers à fibre dont les puissances actuellement atteintes dépassent le kilowatt en régime d'émission continue. Mais cette course à la puissance conduit à de nouveaux obstacles : rupture de la matrice silice sous l'effet de champs électromagnétiques très intenses, exacerbation des effets non-linéaires endommageant dramatiquement les qualités spatiales et spectrales de l'émission laser etc... Ces nouvelles limites ont conduit les chercheurs à redoubler d'inventivité pour imaginer et concevoir de nouvelles géométries de fibres (avec en particulier les fibres microstructurées air silice à large aire effective), pour repousser les limitations des lasers à fibre.

Un autre axe de recherche privilégié consiste à intégrer plusieurs guides dopés dans une seule fibre. La répartition du champ à amplifier dans plusieurs guides élémentaires présente de nombreux avantages, comme l'augmentation de la puissance de saturation ou encore la diminution des effets non-linéaires dans la proportion du nombre de guides. Cependant, les quelques expériences rapportées sur les fibres à cœurs multiples dopés, quel que soit leur arrangement, montrent l'émission de modes d'ordres élevés en configuration laser. Or, un

mode d'ordre élevé est difficilement exploitable car l'énergie est répartie sur plusieurs lobes d'émission. Un nouveau verrou sera levé si l'émission du mode gaussien fondamental est rendue possible dans une telle architecture.

Dans ce travail de thèse, nous avons proposé et ce pour la première fois, d'appliquer une technique de combinaison cohérente de rayonnements lasers par voie interférométrique à des fibres à profil de gain discrétisé, afin d'obtenir l'émission du seul mode fondamental gaussien en sortie de la cavité à milieu amplificateur composite.

Nous avons pour cela bénéficié d'un financement ACI jeunes chercheurs sur trois ans, de la double expertise du département Photonique dans le domaine du contrôle cohérent des rayonnements laser et de la fabrication des fibres dopées aux ions de terres rares et d'une collaboration avec le laboratoire LPMC de Nice et celui du FORC de Moscou pour la fabrication des préformes de fibres optiques dopées.

Grâce à ces soutiens, nous avons pu proposer deux architectures de lasers à fibre originales, bâties respectivement autour d'une fibre à deux cœurs parallèles identiques et d'une fibre à deux cœurs concentriques, obtenant dans les deux cas en configuration laser une émission de très bonne qualité spatiale, proche de la limite de diffraction.

Dans un premier chapitre, nous commençons par introduire quelques éléments théoriques permettant d'appréhender la physique des fibres amplificatrices (propagation guidée, propriétés spectroscopiques des ions de terres rares). Nous introduisons ensuite les technologies clefs de la montée en puissance des lasers à fibre (et notamment celle du pompage par la gaine). Après avoir précisé les limitations auxquelles se trouvent actuellement confrontés les chercheurs pour la montée en puissance des lasers à fibre en régime d'émission continue (effets non linéaires), nous proposons un bref état de l'art des technologies actuellement développées pour repousser ces limites. Ce chapitre se conclut par un tour d'horizon des performances actuellement atteintes par les lasers à fibre et sur la proposition d'une solution alternative qui sera explicitée et mise en oeuvre dans la suite du manuscrit.

Dans le deuxième chapitre, nous commençons par lister les techniques de combinaison des rayonnements issus de N sources lasers élémentaires, afin de mettre en lumière les atouts du procédé interférométrique que nous avons choisi d'utiliser (très bonne qualité spatiale du faisceau émis à la fois en champ proche et en champ lointain, très bonne efficacité de combinaison). Nous proposons alors une étude analytique simple d'une telle cavité interféromètre de Michelson, permettant notamment de mettre en lumière la signature spectrale du couplage cohérent opéré par une telle cavité (spectre de fréquences temporelles

du rayonnement émis modulé) et l'influence sur l'efficacité de combinaison d'un éventuel déséquilibre du coupleur autour duquel est bâti l'interféromètre actif. Nous décrivons alors la conception d'un composant à fibre double cœur localement aminci, insistant particulièrement sur le point critique que constitue la fabrication du coupleur par fusion étirage. Nous rapportons enfin les résultats obtenus en utilisant le composant fibré conçu et fabriqué en configuration laser interféromètre de Michelson. Les aspects polarisation et structuration spectrale du rayonnement émis, critiques dans un processus de combinaison cohérente, sont également discutés de manière approfondie.

Dans le troisième chapitre, nous proposons d'étendre le procédé interférométrique proposé au chapitre II à la combinaison cohérente des rayonnements issus des cœurs concentriques couplés sur toute la longueur d'une même fibre. Nous commençons ce chapitre par former une théorie modale complète des fibres à deux cœurs concentriques, qui nous conduira à proposer une méthode de combinaison cohérente novatrice permettant d'obtenir l'émission d'un mode proche du mode fondamental gaussien en configuration laser. Les phases d'optimisation d'un profil de fibre répondant au cahier des charges, réalisées au moyen d'outils numériques tels que la méthode des éléments finis, sont décrites dans la suite du chapitre. Le profil optimisé a alors servi à la réalisation de la première fibre à deux cœurs concentriques dopée ytterbium, de large section dopée. Nous rapportons alors les résultats expérimentaux obtenus en utilisant cette fibre dans une architecture laser assurant des pertes minimales au mode fondamental gaussien et déterminons l'efficacité de combinaison en sortie du laser.

Chapitre I

Lasers à fibres en régime d'émission continue : **Généralités et Etat de l'art**

INTRODUCTION

Le laser à fibre a une histoire courte : bien que les premières démonstrations expérimentales d'oscillation laser dans des fibres à cœur dopé néodyme de $30\mu\text{m}$ de diamètre aient été démontrées par Snitzer [1] dès 1961 et suivant ainsi de très près les premières publications théoriques fondamentales concernant les masers optiques [2], cette technologie resta pendant de nombreuses années dans l'ombre de celles des lasers à milieux amplificateurs massifs (c'est-à-dire n'assurant pas une propagation guidée du signal), tels que les lasers Nd:YAG, ou des lasers à gaz type argon, qui présentaient des performances bien supérieures. Cet intérêt limité pour les lasers à fibre s'expliquait également par la difficulté technique de pomper un milieu amplificateur de section transverse de l'ordre de quelques longueurs d'onde optique. Ainsi, si les lasers massifs peuvent être efficacement pompés par décharges électriques ou par lampes, le pompage de fibres amplificatrices dopées aux ions de terres rares nécessite que l'on dispose de sources de pompage de faible étendue géométrique. L'encombrement élevé, le prix prohibitif et l'inefficacité des premières diodes lasers de pompage à semi conducteur ont donc limité l'utilisation des lasers à fibre à quelques démonstrations de principe jusqu'au milieu des années 1980.

Dès lors, l'intérêt pour les lasers à fibre va croître significativement grâce aux progrès simultanés de technologies clés. Tout d'abord, la maîtrise de technologies de fabrication de diodes lasers à semi conducteur a mis à la disposition des physiciens des sources de pompage puissantes et compactes dans le proche infra-rouge. Dans un second temps, ce sont les progrès dans les méthodes de fabrication des fibres dopées aux ions de terres rares qui ont constitué une nouvelle évolution technique majeure, en permettant la synthèse par voie chimique de verres de silice de grande pureté, dans lesquels la réduction de la concentration en ions OH^- a contribué à limiter l'atténuation linéique des fibres à quelques fractions de dB/km.

De 1985 à 1987, une équipe de l'université de Southampton, dirigée par David N. Payne, développe une technique efficace de fabrication de préformes de fibres optiques dopées aux ions néodyme [3] et effectue la première réalisation expérimentale de laser à fibre dopée aux ions erbium émettant en régime d'émission continue et déclenchée [4]

Depuis cette époque, les défis techniques et scientifiques posés par la montée en puissance des lasers à fibre n'ont eu de cesse de passionner la communauté des physiciens du laser, dont les travaux intenses ont finalement permis d'imposer cette technologie face aux technologies classiques (laser à milieu amplificateur cristallin, gazeux, ou à colorant). Les raisons de cet

engouement sont multiples : tout d'abord, les amplificateurs à fibre de silice dopée aux ions de terres rares présentent un gain très important, de l'ordre de plusieurs dizaines de dB/m, permettant d'obtenir des seuils d'oscillation très bas. De plus, le diamètre limité du cœur dopé assure une excellente qualité spatiale du faisceau laser, qui peut être focalisé dans des spots de très faible diamètre. Mais paradoxalement, c'est aussi ce confinement spatial qui constitue le principal handicap des lasers à fibre : la technique du pompage par le cœur, pour laquelle onde de pompe et onde de signal se propagent toutes deux dans le cœur dopé de la fibre, nécessite l'emploi de diodes lasers unimodales de puissance forcément limitée (typiquement inférieure à 500mW). La technique du pompage par la gaine, décrite plus loin dans ce chapitre introductif, a levé cette contrainte, car compatible avec l'utilisation de diodes de pompage multimodales dont les puissances peuvent aujourd'hui aisément dépasser la centaine de Watts. Mais cette croissance exponentielle de la puissance atteinte par les lasers à fibre conduit à de nouvelles limites : rupture de la matrice silice sous l'effet de champs électromagnétiques très intenses, exacerbation des effets non-linéaires endommageant dramatiquement les qualités spatiales et spectrales de l'émission laser, etc... Ces nouveaux obstacles ont donc conduit les chercheurs à redoubler d'inventivité pour imaginer et concevoir de nouvelles géométries de fibres (fibres à large cœur, fibres multi-cœurs, etc...), susceptibles de conserver les qualités intrinsèques des lasers à fibre (et notamment ses qualités spatiales) aux très haut niveaux de puissance aujourd'hui atteints [51-59].

Dans ce premier chapitre, nous présenterons en premier lieu les éléments clefs d'une fibre amplificatrice unimodale, à savoir le guide d'onde et les ions dopants responsables de l'amplification. Puis, après avoir donné le synoptique général d'un laser à fibre et en avoir décrit l'architecture, nous expliciterons les procédés technologiques qui ont permis leur montée en puissance (pompage par la gaine). Enfin, nous ferons un état de l'art sur les sources lasers à fibre de dernière génération avant de conclure en proposant des architectures alternatives pour la montée en puissance.

I LA FIBRE AMPLIFICATRICE UNIMODALE

Cette partie introductive nous permet de rassembler les éléments théoriques de base nécessaires à la compréhension de la physique des fibres optiques dopées aux ions de terres rares : tout d'abord, nous effectuons un bref rappel du formalisme de la théorie modale des fibres optiques, afin d'écrire l'équation d'onde scalaire, pour laquelle nous donnons l'expression générale des solutions dans le cas des fibres à saut d'indice. Ces calculs nous permettent d'une part de montrer la nécessité de limiter le dimensionnement transverse du cœur de la fibre optique pour obtenir une qualité spatiale de faisceau optimale (propagation unimodale), d'autre part d'introduire phénoménologiquement les phénomènes de couplages par onde évanescente dans les fibres à cœurs multiples.

Nous décrivons ensuite les procédés de fabrication des fibres amplificatrices, de la synthèse chimique de la préforme (MCVD pour Modified Chemical Vapor Deposition) jusqu'à l'étirage de la fibre dopée sur une tour de fibrage.

Les propriétés spectroscopiques des terres rares incluses dans une matrice silice sont ensuite abordées (élargissement homogène et inhomogène, dégénérescence des niveaux, etc...), en détaillant plus particulièrement celles de l'ion ytterbium. Les spécificités de cet ion amplificateur l'ont en effet aujourd'hui imposé comme espèce dopante des lasers à fibre de forte puissance et nous ont conduit à choisir ce dopage pour les fibres spéciales décrites dans la suite de ce manuscrit.

I.1 Vers une émission unimodale

Dans ce paragraphe, nous rappelons très brièvement le formalisme mathématique (théorie modale des fibres) utilisée pour la description des phénomènes de propagation guidée dans les fibres optiques à saut d'indice. Nous examinons ensuite plus particulièrement le cas des fibres optiques unimodales, afin de mettre en lumière leur intérêt dans la conception de sources lasers de forte brillance.

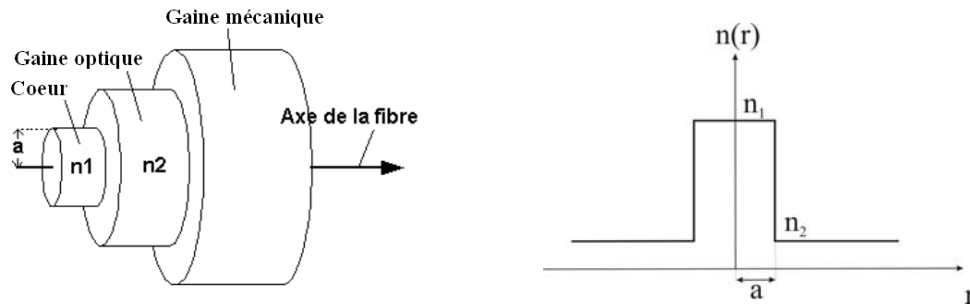


Figure I.1 : Représentation schématique (a) et profil d'indice de réfraction (b) d'une fibre optique à saut d'indice

Une fibre optique est un guide d'onde diélectrique caractérisé par une section droite circulaire invariante suivant la direction de propagation et composée d'au moins deux milieux d'indices de réfraction différents (Figure I.1). Le milieu d'indice de réfraction n_1 est appelé cœur et le milieu d'indice de réfraction n_2 , inférieur à n_1 , est appelé gaine optique. Une gaine polymère d'indice élevé pour une fibre classique assure la protection mécanique de l'ensemble et l'élimination des rayonnements non guidés par le cœur.

I.1.1 Principe du guidage par réflexion totale interne (RTI)

Le principe du guidage consiste à faire subir à la lumière injectée dans le cœur des réflexions totales sur le dioptre cylindrique de l'interface cœur/gaine. Ce phénomène est présenté sur la Figure I.2.

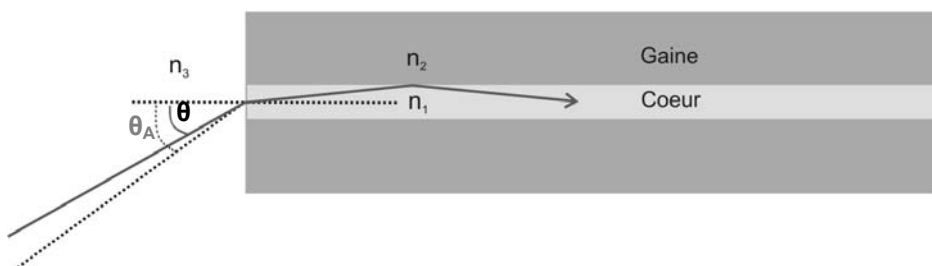


Figure I.2 : Principe du guidage par réflexion totale interne

Un rayon lumineux, injecté sous un angle d'incidence θ (voir Figure I.2) repéré par rapport à la normale à la face de la fibre, sera guidé si :

$$\sin(\theta) \leq \sin(\theta_A) = \frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{n_3} \quad \text{[I-1]}$$

où n_1 , n_2 , n_3 , désignent respectivement les indices de réfraction du cœur, de la gaine et du milieu extérieur dans lequel baigne la fibre. On définit alors l'ouverture numérique de la fibre comme le sinus de l'angle d'acceptance θ_A (angle maximum sous lequel un rayon incident à la surface de la fibre pourra être guidé). Dans le cas où la fibre baigne dans l'air ($n_3=1$), on a :

$$ON = \sin(\theta_A) = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \approx \sqrt{2n_1\Delta n}, \text{ avec } \Delta n = n_1 - n_2 \quad \text{[I-2]}$$

I.1.2 Formalisme mathématique de la propagation guidée dans les fibres à saut d'indice

La lumière injectée dans une fibre est répartie sur une base de distributions transversales de champs invariants par translation, appelées modes de propagation. Les composantes électriques et magnétiques du champ du mode considéré s'écrivent respectivement dans le repère cylindropolaire :

$$\vec{E}(r, \varphi, z) = \text{Re} \left\{ \left[\vec{E}_T(r, \varphi) + E_z(r, \varphi) \vec{e}_z \right] e^{j\beta z} e^{j\omega t} \right\} \quad \text{[I-3]}$$

$$\vec{H}(r, \varphi, z) = \text{Re} \left\{ \left[\vec{H}_T(r, \varphi) + H_z(r, \varphi) \vec{e}_z \right] e^{j\beta z} e^{j\omega t} \right\} \quad \text{[I-4]}$$

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad \text{[I-5]}$$

où $\beta = k_0 n_e$ est la constante de propagation longitudinale du mode considéré liée au déphasage accumulé par l'onde au cours de sa propagation. n_e désigne l'indice effectif du mode considéré, dont la valeur est comprise entre n_2 et n_1 . $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ désigne la norme du vecteur d'onde. Pour déterminer les expressions du champ électromagnétique, on suppose le système sans pertes, soit $\alpha=0$.

Les équations de Maxwell permettent d'écrire les composantes transverses des deux champs en fonction de leur composante longitudinale :

$$E_r = -\frac{j}{\beta_t^2} \left[\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + k_0 \eta_0 \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} \right] \quad \text{[I-6]}$$

$$E_\varphi = \frac{j}{\beta_t^2} \left[\beta \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - k_0 \eta_0 \frac{\partial H_z}{\partial r} \right] \quad \text{[I-7]}$$

$$H_r = -\frac{j}{\beta_t^2 \eta_0} \left[\beta \eta_0 \frac{\partial H_z}{\partial r} - n^2 k_0 \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} \right] \quad \text{[I-8]}$$

$$H_\varphi = -\frac{j}{\beta_t^2 \eta_0} \left[\beta \eta_0 \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} + n^2 k_0 \frac{\partial E_z}{\partial r} \right] \quad \text{[I-9]}$$

où les indices r et φ indiquent respectivement les composantes radiales et azimutales du champ électromagnétique, $\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ désigne l'impédance du vide (ϵ_0 et μ_0 sont respectivement la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique du vide). $\beta_T = \sqrt{k_0^2 n^2 - \beta^2}$ est la composante transverse de la constante de propagation, n étant égal à n_1 ou n_2 selon qu'on se situe dans le cœur ou dans la gaine.

En faisant les approximations simplificatrices du guidage faible d'une part (justifiées lorsque la différence d'indice coeur/gaine n'excède pas quelques 10^{-3}) et d'une propagation sans pertes d'autre part, on montre que les composantes axiales des deux champs obéissent à l'équation d'onde :

$$\nabla_T^2 E_z, H_z + k_0^2 n^2(r, \varphi) E_z, H_z = 0 \quad \text{[I-10]}$$

où ∇_T^2 désigne le Laplacien transverse. Cette équation d'onde scalaire s'écrit dans le repère cylindro-polaire :

$$\left[\frac{d^2 E_z}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dE_z}{dr} + \left(\frac{1}{r^2} \right) \frac{d^2 E_z}{d\varphi^2} \right] E_z = 0 \quad \text{[I-11]}$$

$$\left[\frac{d^2 H_z}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dH_z}{dr} + \left(\frac{1}{r^2} \right) \frac{d^2 H_z}{d\varphi^2} \right] H_z = 0 \quad \text{[I-12]}$$

En rajoutant l'hypothèse d'une symétrie de révolution du profil d'indice de réfraction $n(r, \varphi) = n(r)$, on peut poser la séparation de variable suivante :

$$E_z(r, \varphi) = E_1(r) E_2(\varphi) \quad \text{[I-13]}$$

$$H_z(r, \varphi) = H_1(r) H_2(\varphi) \quad \text{[I-14]}$$

Les conditions imposées à $E_1(r)$ et $E_2(\varphi)$ (ou à $H_1(r)$ et $H_2(\varphi)$) pour vérifier [I-11] et [I-12] s'écrivent donc :

$$\frac{d^2 E_1, H_1}{dr^2} = -m^2 E_1, H_1 \quad \text{et} \quad \left[\frac{d^2 E_2, H_2}{d\varphi^2} + \frac{1}{r} \frac{dE_2, H_2}{d\varphi} + \left(\beta_T^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) \right] E_2, H_2 = 0 \quad \text{[I-15,16]}$$

Les solutions de l'équation [I-15] s'écrivent donc indifféremment $\sin(m\varphi)$ ou $\cos(m\varphi)$, m représentant l'ordre azimutal du mode et correspondant à la moitié du nombre de zéros du champ suivant l'azimut. Dans le cas général d'un profil d'indice à symétrie de révolution quelconque, la résolution analytique de l'équation d'onde scalaire [I-16] n'est pas possible et la détermination de ces solutions nécessite la mise en œuvre d'outils de résolution numérique. Ce point sera longuement discuté au chapitre III, dans lequel nous décrirons le comportement

modal des fibres à deux cœurs concentriques électromagnétiquement couplés en faisant appel à des outils numériques comme la méthode des éléments finis ou des méthodes de résolution d'équations différentielles d'onde de type Runge Kutta. Ces outils de simulation seront présentés au chapitre III.

Cependant, dans le cas des fibres standard à saut d'indice, les solutions de cette équation se déterminent analytiquement et s'écrivent simplement grâce à l'introduction des fonctions de Bessel.

Au final, les composantes axiales du champ électromagnétique se propageant dans la fibre s'écrivent indépendamment dans le cœur et dans la gaine :

$$\begin{cases} \text{Dans le cœur} & \left\{ \begin{array}{l} E_z(r) = AJ_m\left(\frac{u \cdot r}{a}\right) \cos(m\varphi) \quad \text{[I-17]} \\ H_z(r) = BJ_m\left(\frac{u \cdot r}{a}\right) \sin(m\varphi) \quad \text{[I-18]} \\ u^2 = a^2(k_0^2 n_1^2 - \beta^2) \quad \text{[I-19]} \end{array} \right. \\ \text{Dans la gaine} & \left\{ \begin{array}{l} E_z(r) = CK_m\left(\frac{v \cdot r}{a}\right) \cos(m\varphi) \quad \text{[I-20]} \\ H_z(r) = DK_m\left(\frac{v \cdot r}{a}\right) \sin(m\varphi) \quad \text{[I-21]} \\ v^2 = a^2(\beta^2 - k_0^2 n_2^2) \quad \text{[I-22]} \end{array} \right. \end{cases}$$

où u et v sont deux constantes caractéristiques respectivement du cœur et de la gaine reliées par l'équation :

$$V = \sqrt{u^2 + v^2} = k_0 a (n_1^2 - n_2^2) = k_0 a \cdot \text{ON}^2 \quad \text{[I-23]}$$

V est appelée fréquence spatiale normalisée du guide, J_m et K_m désignent respectivement les fonctions de Bessel et Bessel modifiée d'ordre m . Ces quelques calculs nous permettent de mettre en lumière un aspect fondamental spécifique aux phénomènes de propagation guidée dans les fibres optiques : en effet, la distribution transverse d'un mode guidé n'est pas limitée au seul cœur d'indice haut, mais une fraction non négligeable de la puissance optique portée par le mode est guidée dans la gaine optique. Cette fraction de l'onde guidée dans la gaine est qualifiée d'évanescence, puisque décroissant exponentiellement dans la direction radiale.

Ainsi, l'introduction d'un second guide au voisinage d'une fibre dans lequel un (ou plusieurs) mode se propage peut conduire à un recouvrement de la fraction évanescence de l'onde avec le guide perturbateur. Lorsque les conditions de résonance des deux guides sont satisfaites,

l'onde initialement propagée dans un guide peut être transférée vers l'autre guide : on parle alors de couplage par onde évanescente.

Dans les travaux présentés dans la suite de ce manuscrit (chapitres 2 et 3), nous avons tiré parti de ces phénomènes de couplage par onde évanescente dans des fibres à plusieurs cœurs. Ce phénomène abordé ici phénoménologiquement sera donc traité théoriquement de manière complète dans le chapitre 3 de ce mémoire.

I.1.3 Cas particulier des fibres unimodales

L'étude de la continuité des composantes axiales des champs de mode et de leur dérivée en $r=a$ conduit à écrire l'équation de dispersion :

$$u \frac{J_{m-1}(u)}{J_m(u)} = -v \frac{K_{m-1}(v)}{K_m(v)} \quad \text{[I-24]}$$

Lorsque la condition de guidage $k_{0n_1} > \beta > k_{0n_2}$ d'un mode de constante de propagation β est remplie, le profil transverse du champ décroît très rapidement dans la gaine quand r augmente, ce qui traduit le confinement du champ, qui est alors guidé dans le coeur.

Quand β tend vers k_{0n_2} , le champ du mode s'étale radialement jusqu'à une absence de guidage et à une évanescente du mode dans la gaine.

La condition de coupure ($\beta = k_{0n_2}$) du 2^{ème} mode susceptible d'être supporté par la fibre s'écrit $J_0(u) = 0$, soit $u = 2,405$.

Par conséquent, une fibre optique standard à saut d'indice présentant une fréquence spatiale normalisée $V < V_c = 2,405$, pourra supporter la propagation du seul mode fondamental (mode LP_{01} selon la nomenclature spécifique des fibres optiques). D'après [I-17] et [I-20], la composante électrique du mode fondamental LP_{01} d'une fibre à saut d'indice s'écrit indépendamment dans le coeur [I-25] et dans la gaine [I-26]:

$$E_z(r) = A J_0\left(\frac{u \cdot r}{a}\right) \quad \text{dans le coeur} \quad \text{[I-25]}$$

$$E_z(r) = C K_0\left(\frac{v \cdot r}{a}\right) \quad \text{dans la gaine} \quad \text{[I-26]}$$

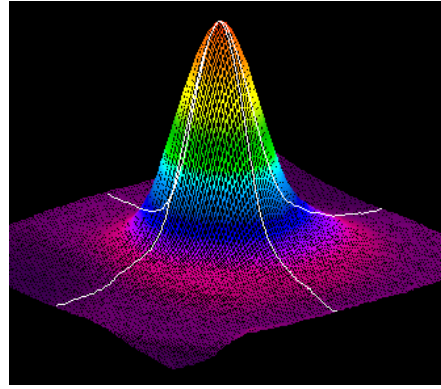


Figure I.3 : Champ proche mesuré en sortie d'un laser à fibre unimodale dopée à l'erbium

La Figure I.3 représente l'éclairement en champ proche mesuré en sortie d'une fibre unimodale à la longueur d'onde de 1550nm. Dans le cadre du formalisme de la propagation des faisceaux gaussiens, il est souvent confortable d'approximer les fonctions de Bessel intervenant dans l'écriture du champ électromagnétique du mode fondamental d'une fibre à saut d'indice par une gaussienne plus simple à manipuler du type :

$$E(r) = E_0 e^{-\left(\frac{r}{w_0}\right)^2} \quad \text{[I-27]}$$

où w_0 désigne le rayon de champ de mode défini à 1/e en champ.

Dans le cas de fibres à saut d'indice présentant une fréquence spatiale normalisée V comprise entre 1,97 et 2,405, ce rayon de champ de mode peut être approximé par une formule empirique [I-28], proposée par Marcuse [5], reliant w_0 aux paramètres opto-géométriques de la fibre :

$$w_0 = a \left(0,65 + \frac{1,619}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6} \right) \quad \text{[I- 28]}$$

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 ($S=\pi\omega_0^2$) et Ω est l'angle solide couvert par le cône de lumière d'ouverture angulaire 2θ (θ étant aussi la divergence du faisceau gaussien) :

$$\Omega = \pi\theta^2 \quad \text{avec} \quad \theta = \frac{\lambda}{\pi\omega_0} \quad \text{[I-29]}$$

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.

I.2 Les fibres dopées aux ions de terres rares :

I.2.1 Fabrication des fibres dopées aux ions de terres rares :

La fabrication d'une fibre optique dopée s'effectue en deux étapes : tout d'abord, une préforme cylindrique, de longueur voisine de 20 cm et de diamètre compris entre 20 et 30mm est fabriquée par dépôt en phase vapeur. La composition varie radialement afin d'assurer une différence d'indice entre le cœur et la gaine ou l'incorporation de terres rares dans le coeur. La technologie la plus répandue actuellement pour la fabrication des préformes est appelée MCVD pour Modified Chemical Vapor Deposition.

Avec cette technique, on réalise le dépôt, sur un tube/substrat en rotation, de couches successives de particules de quelques micromètres d'épaisseur, contenant la silice et les dopants désirés. Les ions de terres rares sont incorporés en même temps que les dernières couches de silice et que les dopants indiciels pour constituer le cœur de la préforme. Ceux-ci peuvent être incorporés comme le germanium ou le fluor par voie gazeuse, mais leur volatilité étant supérieure, on préfère souvent les incorporer en phase liquide (voir Figure I.4). Dans ce cas, les dernières couches de silice, qui formeront le cœur actif de la fibre, sont déposées à une température plus basse afin de rendre la silice poreuse. Le tube est alors immergé dans une solution aqueuse ou alcoolique d'ions de terres rares, de concentration variable en fonction de celle souhaitée dans la fibre finale. Ces ions vont ensuite migrer vers les sites poreux du tube de silice, pour finalement s'équilibrer entre les phases solides et liquides. Après 24 heures d'imprégnation, la solution est drainée et le tube séché à 600°C sous flux de Cl_2 et d' O_2 afin d'éliminer les solvants résiduels : cette étape précède la phase de vitrification qui permet l'élimination des porosités. Enfin, le trou central résiduel est supprimé par un chauffage intense qui provoque l'effondrement du tube sur lui-même : c'est la phase de rétreint. On observe très fréquemment une dépression indicielle centrale sur le profil d'indice de réfraction de la fibre étirée, traduisant l'évaporation des dopants indiciels lors de la phase de rétreint.

Le gain d'amplification augmente avec la concentration en espèce dopante, celle-ci est néanmoins limitée par la capacité de la matrice hôte à accueillir des ions dopants. En effet,

ceux-ci sont incorporés dans les défauts de la matrice amorphe de la silice. Une trop grande concentration de dopant conduit à la formation d'agrégats, regroupement d'ions dans un même site d'accueil, dont la proximité physique favorise les échanges énergétiques inter-ioniques au détriment d'une interaction avec un rayonnement extérieur. Pour favoriser la dilution des ions dans la silice, un codopage aux ions aluminium est alors réalisé simultanément.

Les différentes étapes du procédé MCVD sont présentées Figure I.4.

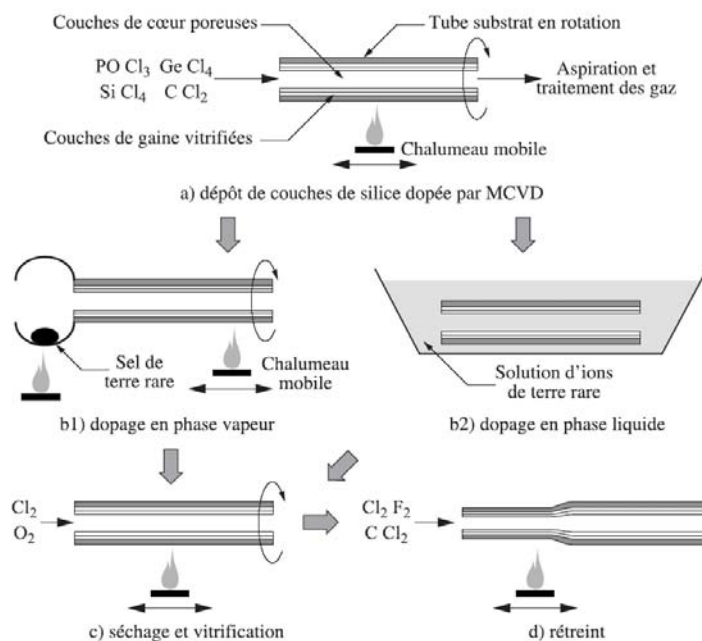


Figure I.4 : Technique MCVD pour la fabrication de fibres optiques dopées aux ions de terres rares

La deuxième étape de fabrication de la fibre optique consiste en une opération de chauffage et d'étirage à vitesse contrôlée destinée à réduire les dimensions de la préforme afin d'obtenir la fibre de dimension souhaitée : le fibrage. Cette opération homothétique s'effectue à volume constant, sans changement de forme entre la préforme initiale et la fibre finale.

La Figure I.5 montre les principaux éléments d'une tour de fibrage :

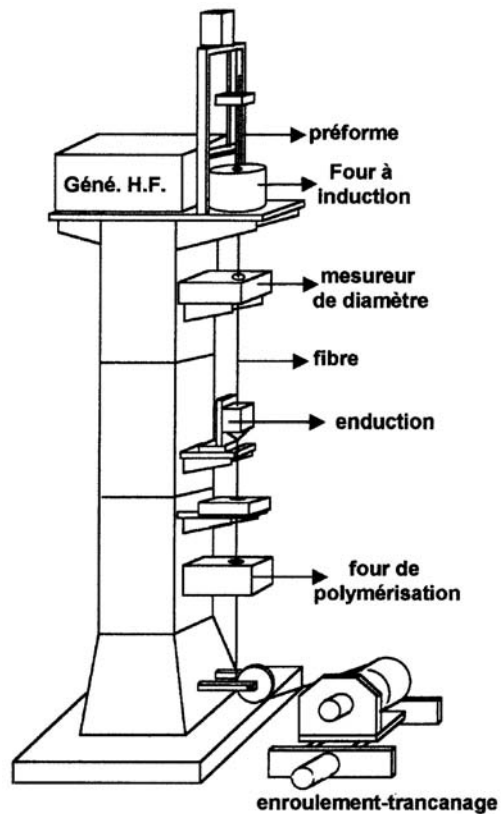


Figure I.5 : Synoptique d'une tour de fibrage

- Le four, dont la température ajustable peut dépasser 2000°C, est constitué d'un noyau de graphite dans lequel on induit des courants haute fréquence par l'intermédiaire de spires de cuivre. Il est chargé de chauffer la préforme en vue de son étirage.
- Le système de descente des préformes, qui permet de faire pénétrer les préformes à vitesse régulière et sans vibration dans le four.
- Le dispositif d'enroulement, dont on règle la vitesse de rotation pour imposer une vitesse de traction de la fibre qui ajuste son diamètre externe final.
- Le dispositif d'enduction dépose sur la silice refroidie par la descente une résine polymérisable, chargée d'assurer une protection mécanique, mais aussi dans certains cas le guidage optique

- Un dispositif de mesure sans contact contrôle à tout instant le diamètre externe de la fibre étirée
- Un four à rayonnements ultraviolet assure la polymérisation du revêtement de protection.

Pour fixer un ordre de grandeur, une préforme de 12mm de diamètre et de 20cm de longueur permet d'étirer plus de 1,5 km de fibre de diamètre 125 μ m. Ceci met en lumière un intérêt économique non négligeable de cette méthode de fabrication, le coût du milieu amplificateur (typiquement d'une dizaine de mètres de longueur) des lasers à fibre étant grandement réduit compte tenu du grand nombre de lasers susceptibles d'être produits à partir d'une préforme de fibre optique.

I.2.2. Les ions de terres rares

Pour réaliser une fibre amplificatrice, on rajoute aux dopants du cœur chargés d'augmenter l'indice de réfraction une certaine concentration d'ions de terres rares. Ces ions actifs optiquement, appartiennent à la famille des lanthanides et sont utilisés comme milieu amplificateur dans de nombreuses matrices solides (matrices cristallines ou verres de silice par exemple).

Ces éléments sont caractérisés par le remplissage progressif de la couche 4f de leur configuration électronique. C'est cette sous couche 4f, interne aux sous couches 5s et 5p optiquement inactives (mais assurant néanmoins les liaisons chimiques), qui est responsable des propriétés optiques des terres rares. En effet, la sous couche 4f se remplit progressivement du Cérium Ce^{3+} ($4f^1$) au Lutécium Lu^{3+} ($4f^{13}$), laissant des niveaux 4f vacants pour recevoir des électrons lorsque l'ion absorbe un rayonnement électromagnétique.

Lorsque les ions de terres rares sont inclus dans une matrice cristalline, ces derniers présentent généralement des transitions optiques étroites. A contrario, leur inclusion dans une matrice vitreuse telle que la silice tend à élargir leur bande spectrale d'absorption et d'émission, grâce aux concours de trois phénomènes physiques complémentaires.

Afin d'expliciter ces phénomènes intervenant spécifiquement dans les lasers à fibre dopés aux ions de terres rares, considérons la transition optique entre 2 niveaux d'énergie discrets (I et II) d'un ion actif.

L'inclusion de cet ion dans son matériau hôte conduit à l'établissement d'un champ électrique permanent, ou champ cristallin, provoquant la levée de dégénérescence des niveaux d'énergie et l'éclatement des niveaux d'énergie I et II discrets en multiplets comportant respectivement g_1 et g_2 sous niveaux [6]. Le nombre de transitions lasers possibles entre les niveaux (I) et (II) dégénérés est alors $g_1.g_2$ (voir Figure I.6).



Figure I.6 : Eclatement des niveaux d'énergie en sous niveaux Stark, sous l'effet du champ cristallin

Ce premier effet est généralement qualifié de dégénérescence des niveaux fondamentaux en sous niveaux Starks. Un deuxième effet contribuant à élargir les $g_1.g_2$ transitions entre les niveaux I et II résulte de la durée de vie finie de l'état excité d'un électron. Le champ créé lorsqu'il se désexcite présente donc une décroissance temporelle, équivalente au sens de Fourier à un élargissement dans le domaine spectral. Cet élargissement spectral est dit homogène car il affecte identiquement les atomes du milieu considéré.

Ces deux effets (levée de dégénérescence et élargissement homogène) n'interviennent pas spécifiquement dans les fibres dopées aux ions de terres rares, mais s'observent également dans le cas d'une inclusion dans des structures cristallines. Cependant, un troisième effet, intervenant spécifiquement lors de l'inclusion des terres rares dans une matrice amorphe (telle que le verre de silice), conduit à élargir spectralement la transition I-II : cet élargissement qualifié d'inhomogène résulte de la répartition spatiale irrégulière des ions actifs dans la matrice hôte, ces derniers ne subissant pas tous des champs cristallins identiques. La dégénérescence en sous niveaux Starks ne se produit pas de la même manière pour tous les ions dopants et la contribution spectrale aléatoire de chacun des ions contribue lui aussi à élargir la transition optique.

Ainsi, alors que les ions de terres rares possèdent généralement des transitions optiques étroites dans les matrices cristallines, les fibres optiques actives en verre de silice dopée présentent généralement des spectres de fluorescence très étendus, ce qui en fait des candidats très intéressants pour la conception de sources lasers accordables. Par exemple, dans une matrice cristalline YAG, la transition ${}^4F_{3/2} - {}^4F_{11/2}$ du néodyme présente plusieurs raies (correspondant à l'éclatement en sous niveau Starks) de largeurs à mi hauteur inférieures à 0,4 nm. Pour cette même transition, la largeur à mi hauteur mesurée dans une fibre silice dopée néodyme peut être supérieure à 65 nm [7].

Outre des bandes d'amplification très larges lorsqu'on les considère indépendamment, les ions de terres rares ont l'intérêt de couvrir des bandes spectrales complémentaires sur une large fenêtre s'étendant principalement dans le proche infrarouge, entre 0,9 et 2,2 μm .

La Figure I.7 présente les différents domaines d'amplification des ions de terres rares de la famille des Lanthanides dans une matrice silice SiO_2 : Le praséodyme (Pr^{3+}), le néodyme (Nd^{3+}), le samarium (Sm^{3+}), l'holmium (Ho^{3+}), l'erbium (Er^{3+}), le thulium (Tm^{3+}) et l'ytterbium (Yb^{3+}).

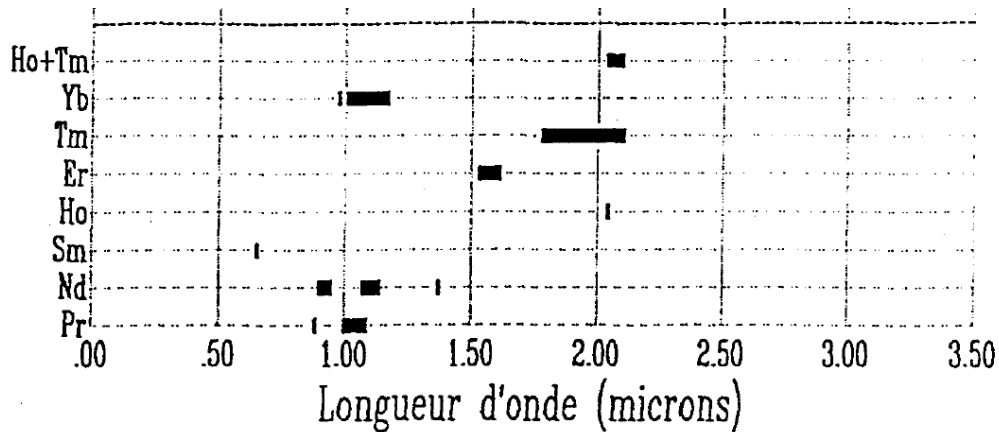


Figure 1.7 : Transitions lasers dans les fibres silice dopées aux ions de terre rare (extraite de [8])

Cette figure nous permet de dégager d'autres intérêts non négligeables des lasers à fibre : tout d'abord, leurs spectres d'émission couvrent parfois plusieurs dizaines de nanomètres (la bande 1520-1570nm pour l'erbium, 1000-1150nm pour l'ytterbium), ce qui en fait des candidats particulièrement attrayants pour la fabrication de sources lasers accordables, ou de sources lasers multi-longueur d'onde, par exemple en co-dopant la fibre amplificatrice de plusieurs espèces de terres rares [9-11]. De plus, ces dopants présentent souvent une absorption efficace sur de larges bandes spectrales. Par exemple, l'ytterbium possède un large spectre d'absorption s'étendant de 850nm à 1000nm, l'erbium possédant quant à lui plusieurs bandes d'absorption autour de 800nm, 980nm, ou 1480nm, autorisant par exemple un pompage multiplexé en longueur d'onde.

C'est par ailleurs à l'ion ytterbium, qui s'est aujourd'hui imposé dans le domaine de l'amplification forte puissance dans des fibres dopées, que nous allons maintenant porter une attention particulière, en essayant de comprendre pourquoi il s'est imposé face aux autres espèces dopantes.

I.2.3 Cas particulier de l'ion Yb^{3+}

Si les amplificateurs dopés à l'erbium [12-15] ont suscité d'intenses recherches au cours des années 90 et se sont imposés comme composant clé du développement vertigineux des télécommunications optiques grâce à leur transition laser autour de $1,55\mu\text{m}$ (2^{ème} fenêtre de transparence de la silice), les fibres dopées ytterbium ont historiquement été délaissées au profit du dopage néodyme, qui s'est préalablement imposé dans la gamme spectrale autour de

1 μm : cet ion présente un fonctionnement 4 niveaux et a, dans un premier temps, bénéficié de l'existence de lasers de pompage puissants à 800nm, développés pour le pompage des lasers massifs de type Nd/YAG. L'ion ytterbium s'est donc trouvé cantonné à une utilisation comme ion sensibilisateur dans les fibres codopées erbium/ytterbium [16-22], absorbant efficacement les photons de pompage avant de transférer leur énergie par relaxation croisée vers l'erbium, dont la transition radiative à 1,55 μm est utilisée pour l'émission de forte puissance dans la gamme spectrale de sécurité oculaire. Pourtant, dans le cadre de la révolution opérée dans le champ des lasers à fibre ces dernières années, c'est bien le dopage ytterbium qui s'est finalement imposé, répondant au mieux aux nouvelles problématiques posées par les émissions très hautes puissances. A cela plusieurs raisons :

Tout d'abord, les propriétés spectroscopiques de l'ion ytterbium : il présente en effet, dans une matrice silice, deux niveaux dégénérés, le multiplet fondamental $^2F_{7/2}$, décomposé en 4 sous-niveaux Stark et le multiplet excité $^2F_{5/2}$ avec 3 sous niveaux (voir Figure I.8.b). Sa plage d'absorption dans la silice est très large, comme le montrent les spectres d'absorption et d'émission reportés Figure I.8.a. De plus, l'ion ytterbium présente une section efficace d'absorption très importante (un ordre de grandeur supérieur aux sections efficaces d'absorption des ions Er^{3+} par exemple) et une capacité d'absorption s'étendant sur une large plage de longueur d'onde, de 850nm à 1000nm, avec deux maxima, le premier à 920 nm et un second plus étroit à 976 nm. Ce second pic (transition entre les sous niveaux Stark les plus bas e et a, voir Figure I.8.b), correspond à la longueur d'onde de pompage optimale de l'ion Yb^{3+} dans la matrice silice. Le développement et la mise sur le marché de diodes lasers commerciales fiables et de haute brillance à ces deux longueurs d'onde 920nm et 980nm justifient également le choix du dopage ytterbium. La large plage d'émission couverte par cet ion (900-1150nm) le désigne également comme candidat idéal pour la conception de sources accordables large bande.

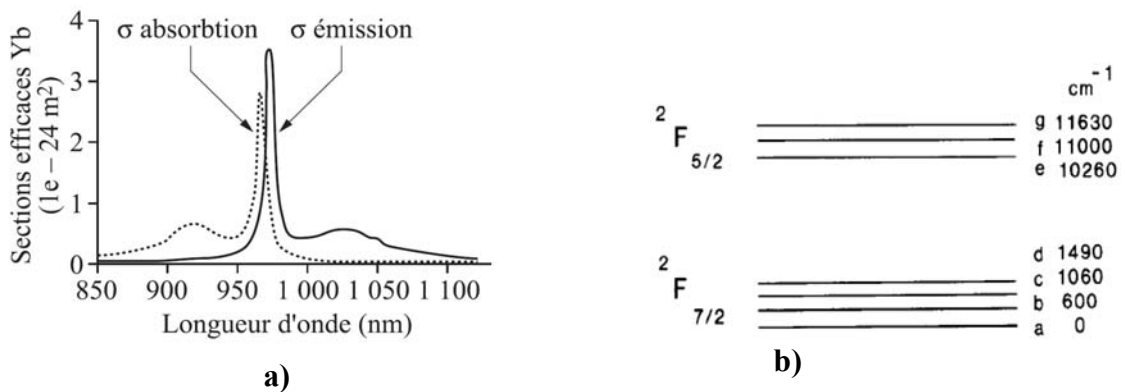


Figure 1.8 : a) Sections efficaces d'absorption (pointillés) et d'émission (traits pleins). b) diagramme énergétique de l'ion Yb dans une matrice SiO₂

Cependant, sans précaution particulière, l'effet laser se produit spontanément dans la bande 1030nm à 1080nm. En effet, le premier maximum étroit du spectre d'émission, situé au voisinage de 980nm, coïncide en partie avec une bande d'absorption, ce qui implique de fortes pertes par réabsorption du signal à ces longueurs d'onde. C'est la raison pour laquelle la bande spectrale d'émission 1030nm-1080nm est privilégiée dans les applications hautes puissances, la réabsorption du signal y étant négligeable.

Un deuxième argument en faveur des ions ytterbium est leur relative immunité à la formation d'agrégats dans la silice : la solubilité des ions dopants dans la matrice silice hôte étant limitée par le nombre des sites d'accueil, la concentration de ces derniers ne doit pas dépasser une valeur seuil, au-delà de laquelle ils s'agrègeront dans les lacunes du réseau amorphe. Ce phénomène d'agrégat (cluster, en anglais) implique une proximité physique des ions dopants aboutissant à des échanges énergétiques inter-ioniques (par exemple des phénomènes de relaxation croisée) qui constituent des facteurs limitatifs de l'efficacité de conversion opto-optique du laser. Ces phénomènes d'agrégats apparaissent dans les fibres dopées erbium pour des concentrations aussi faibles que 125 ppm/poids pour devenir critiques vers 500ppm/poids. L'ytterbium est quant à lui beaucoup moins sensible à ce problème, puisqu'on peut réaliser un dopage jusqu'à 10 000 ppm/poids sans observer de phénomène d'agrégat handicapants et sans réduction de l'efficacité opto-optique en configuration laser. Cette possibilité de doper très fortement les fibres, couplée à la grande section efficace d'absorption de l'ion, permettent une forte absorption de la puissance de pompage, même si ce dernier s'effectue par la gaine.

La réalisation de lasers courts devient dès lors envisageable, ce qui est, comme nous le verrons par la suite, une condition nécessaire pour repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires.

Un autre critère primordial à considérer pour des applications à la forte puissance est l'efficacité de conversion opto-optique du laser à fibre. Ce paramètre est limité par l'efficacité quantique $\lambda_{\text{Pompe}}/\lambda_{\text{Laser}}$, valeur théorique maximale de la pente d'efficacité de la caractéristique opto-optique du laser. Ainsi, dans le cas des lasers à fibre dopée à l'erbium pompés à la longueur d'onde de 980nm et oscillant autour de 1550nm, l'efficacité quantique ne peut excéder 63%. La proximité des bandes d'absorption optimale (980nm) et d'émission (1050nm) permet de repousser dans le cas de l'ytterbium cette limite théorique à plus de 90%. Enfin, dans la perspective de la montée en puissance des sources lasers à fibre à des régimes d'émission continue dépassant le kilowatt, les phénomènes thermiques ne peuvent être négligés, notamment dans le cas des fibres à gaine interne polymère ne pouvant supporter des températures supérieures à 300°C. La cause de l'échauffement du milieu amplificateur fibré provient essentiellement du défaut quantique évoqué précédemment entre longueur d'onde d'oscillation laser et longueur d'onde de pompage $\lambda_{\text{Pompe}}/\lambda_{\text{Laser}}$, le déficit énergétique étant dissipé sous forme de chaleur dans la matrice hôte. La fraction d'énergie dissipée sous forme calorifique ($1 - \lambda_{\text{Pompe}}/\lambda_{\text{Laser}}$), qui s'élève à 25 % dans le cas d'un laser à fibre dopée aux ions néodyme pompée à 800nm et oscillant à 1080nm, chute à 10% dans le cas d'un laser à fibre dopée ytterbium pompé à 975nm.

II LASERS A FIBRES DOPEES AUX IONS DE TERRES RARES

Nous avons rappelé dans la première partie de ce chapitre quelques éléments théoriques fondamentaux nécessaires à la compréhension de la physique des fibres amplificatrices dopées aux ions de terres rares.

Nous allons maintenant introduire plus précisément l'utilisation de ces fibres comme milieu amplificateur de lasers, en commençant par positionner le laser à fibre par rapport aux technologies historiquement plus anciennes (lasers tout solide à milieu amplificateur cristallin) ; cette analyse comparative nous permettra de dégager les principaux avantages offerts par la technologie fibrée sur les technologies concurrentes. Nous décrirons ensuite la technique du pompage par la gaine, puisqu'elle a très largement contribué à l'augmentation exponentielle de la puissance des lasers à fibre à laquelle nous assistons aujourd'hui. Nous effectuerons ensuite un bref rappel des principaux phénomènes intervenant concurrentiellement dans le processus d'amplification optique dans une fibre dopée puis définirons les notions de sections efficaces et de taux de transition, afin de former les équations différentielles régissant les évolutions longitudinales des populations atomiques et des puissances optiques aux longueurs d'onde de pompage et de signal dans un laser à fibre double gaine dopée à l'ytterbium. Dans le cadre d'hypothèses simplificatrices que nous précisons, nous proposerons alors une modélisation analytique de ce laser à fibre dopée ytterbium, modèle qui sera ensuite validé par une confrontation à des résultats publiés. Ce modèle sera utilisé dans la suite de ce manuscrit pour corroborer les résultats expérimentaux obtenus. Enfin, après avoir donné une description des phénomènes limitatifs majeurs dans les lasers à fibre fonctionnant en régime d'émission continue (phénomènes de diffusion stimulée Brillouin et Raman), nous concluons en montrant grâce à un exemple numérique l'ordre de grandeur des seuils d'apparition de ces effets non linéaires.

II.1 Pourquoi les lasers à fibre ?

Pour bien comprendre l'intérêt croissant suscité par les sources lasers à fibre de puissance, il peut se révéler intéressant de comparer qualitativement cette technologie avec les deux autres types de laser utilisant des milieux amplificateurs tout solide, à savoir les lasers à barreau ou

disque taillé dans une matrice cristalline dopée. Rappelons ici que pour cette seconde géométrie, introduite par Giesen en 1994 [23], le substrat actif est un mince disque de cristal dopé, de quelques centaines de micromètres d'épaisseur, refroidi sur toute sa surface d'un côté et pompé par des diodes lasers à semi-conducteur de l'autre côté. En augmentant la surface de contact entre le milieu dissipateur de chaleur et le milieu actif, ce second procédé autorise de forts niveaux de pompage en assurant une bonne immunité aux phénomènes traditionnellement limitatifs dans les oscillateurs bâtis autour de cristaux amplificateurs comme les effets de distorsion et de lentille thermique. Nous avons présenté sur la Figure I.9 ces trois géométries et listé dans un tableau quelques unes de leurs grandeurs caractéristiques :

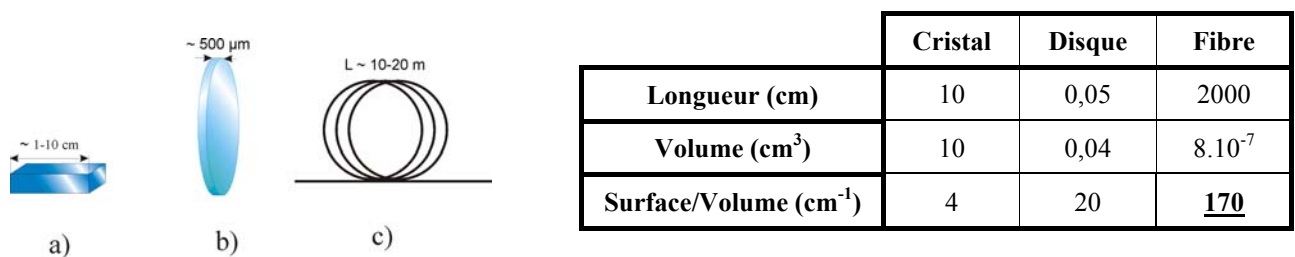


Figure I.9 : Comparaison des différentes technologies de lasers tout solide a) barre amplificateur cristallin b) disque amplificateur cristallin, c) fibre silice amplificatrice

L'examen comparatif des valeurs respectives de longueur, volume dopé et de rapport surface d'échange thermique à volume typiques de chacune de ces trois technologies impose immédiatement deux constatations : d'une part, les volumes des milieux actifs dans les disques et les fibres dopés sont sept ordres de grandeur inférieurs à celui des cristaux massifs. D'autre part, c'est la fibre qui présente le plus grand rapport entre la surface d'échange avec le milieu extérieur dissipateur de chaleur et le volume du milieu amplificateur où se produit l'échauffement. En effet, la valeur calculée dans le cas des lasers à fibre est supérieure dans un rapport de 10 et 50 avec les valeurs calculées respectivement pour des lasers à disque et massif de dimensions typiques. Cette seconde remarque permet de dégager immédiatement l'intérêt des fibres optiques pour les applications lasers de puissance : en proposant une surface d'échange thermique optimale avec l'extérieur, elle assure une grande immunité aux phénomènes thermiques handicapants tels que lentilles et aberrations thermiques. Cette grande surface de dissipation thermique couplée à un défaut quantique de l'ytterbium réduit (moins de 15% de la puissance de pompage absorbée dissipée sous forme

de chaleur dans la matrice silice hôte) permettent de s'affranchir totalement des problèmes thermiques dans les applications à puissance moyenne (de l'ordre de 50 watts). A très haute puissance, ces phénomènes thermiques peuvent devenir non négligeables, en particulier pour les revêtements polymères des fibres. Des techniques de refroidissement utilisées par le passé dans les lasers à cristaux doivent alors être envisagées. Ainsi, lors d'une démonstration à très haute puissance d'un laser à fibre à double gaine dopée ytterbium (cœur de diamètre 20 μ m) émettant 610W [55] en régime d'émission continue, Liu et. al ont mesuré une variation longitudinale de la température entre 100°C et 600°C sur la longueur de la fibre, provoquant localement des dégradations de la résine protectrice de la fibre (on estime le seuil de dégradation thermique de ces revêtement polymères à environ 100°C pour les plus fragiles et jusqu'à 250°C pour les revêtements adaptés aux très hautes puissances). Une simple immersion dans un courant d'eau a alors permis de diminuer la charge thermique pour parvenir à des élévations de température de seulement quelques degrés sur toute la longueur de la fibre, ce qui traduit bien la très grande immunité de la technologie fibrée aux phénomènes thermiques.

Cette immunité est encore accrue par les propriétés opto-géométriques de la fibre. La variation de l'indice de réfraction dû aux effets thermiques, qui peut être chiffré par une élévation indicielle de quelques 10^{-4} , n'influera pas la propagation guidée du signal confiné dans un cœur dopé présentant une différence indicielle d'une fraction de 10^{-2} avec la gaine et ne diminuera donc pas la qualité spatiale du faisceau. Cette remarque, justifiée dans le cas des fibres amplificatrices à section transverse de quelques micromètres carré, se révèle erronée dans le cas des fibres à large aire modale (ou fibres LMA) dont nous parlerons plus longuement à la fin de ce chapitre. Pour ces fibres, dont l'ouverture numérique est fixée à des valeurs très faibles (par codopage du cœur avec du Fluor, ou par micro-structuration de la gaine optique) afin d'assurer une propagation unimodale du signal pour des diamètres de cœurs dopés importants, le gradient d'indice induit par effet thermique est du même ordre de grandeur que la différence indicielle cœur-gaine et cela malgré la diminution de la densité de puissance. L'influence de la température sur la propagation du signal doit alors être prise en compte et des études présentant des modèles numériques intégrant une prise en compte systématique de ces problèmes de dépendance de la différence indicielle à la température ont été publiées très récemment [24].

Enfin, concluons en rappelant que le seuil de dommage de la silice pure est élevé (environ 2 GW/cm²), mais peut être diminué sous l'effet du dopage. Ainsi, un seuil de rupture estimé à 1

GW/cm² sera atteint pour une puissance continue de 500 W pour un diamètre de mode de 8 µm. Notons que si ce problème est donc relativement peu critique en régime d'émission continue, il devient réellement problématique lorsque sont atteintes de fortes puissances crêtes en régime d'impulsions brèves très énergétiques : la destruction des faces clivées de la fibre est alors fréquemment observée [25].

II.2 La clé de la montée en puissance : les lasers à fibre à double gaine

Nous introduisons dans un premier temps dans cette partie la technologie du pompage par la gaine, qui a déclenché la formidable montée en puissance des lasers à fibres, en permettant notamment l'utilisation de diodes lasers de pompage multimodales de forte puissance.

Dans un second temps, nous introduisons brièvement quelques éléments théoriques nécessaires à la simulation de ces fibres à double gaine, ainsi qu'une modélisation analytique simple qui sera utilisée dans la suite de ce manuscrit.

II.2.1. Principe du pompage par la gaine

Paradoxalement, c'est la qualité intrinsèque des lasers à fibre, à savoir la limitation du diamètre du cœur dopé conduisant à une émission unimodale, qui constitue également leur limitation majeure. En effet, la configuration de pompage utilisée pour les travaux les plus anciens, consiste à faire co-propager ondes pompe et signal dans le même cœur dopé de la fibre. Or, un bon couplage de la puissance issue de la diode de pompage semi-conductrice est corrélé à une adaptation de l'étendue géométrique du faisceau qu'elle délivre avec celle définie par l'ouverture numérique et le diamètre du cœur dopé de la fibre.

Celui-ci étant limitée à quelques micromètres, il en résulte que la puissance délivrée par ces diodes de pompage unimodales transverses est limitée à quelques centaines de milliwatts. L'accès des lasers à fibre aux applications haute puissance a de ce fait été interdit pendant de nombreuses années.

C'est Snitzer, celui-là même qui avait inventé le laser à fibre quelques 30 années plus tôt, qui a permis de s'affranchir de cette limitation en proposant un astucieux concept de fibre à double gaine [26]. Ces dernières sont constituées d'un cœur dopé dans lequel est amplifié le

signal, entouré d'une première gaine optique appelée gaine interne, d'indice de réfraction plus bas que celui du cœur dopé et d'une seconde gaine, dite externe, d'indice de réfraction encore plus bas que la seconde. Ces fibres sont donc équivalentes à deux guides concentriques, l'un assurant une propagation unimodale du signal, le second la propagation multimodale de la pompe. Les deux techniques de pompage (pompage par le cœur, pompage par la gaine), sont décrites Figure I.10.

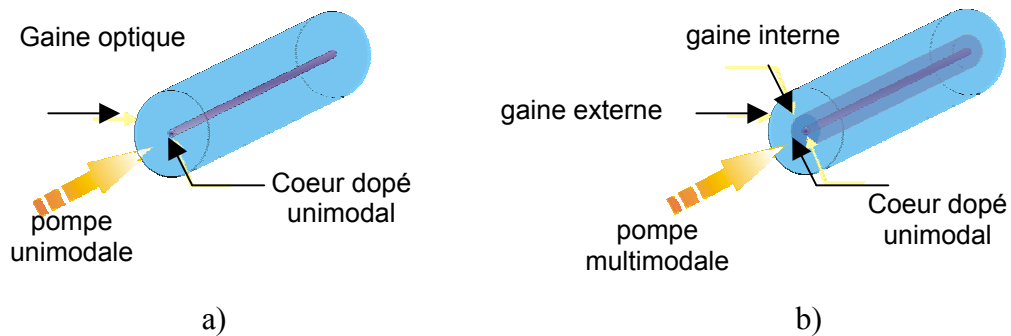


Figure I.10 : Comparaison des synoptiques de lasers à fibres (a) pompés par le cœur, (b) pompés par la gaine

Le faisceau de pompage issu d'une diode laser multimodale de forte puissance est alors injecté dans la gaine interne de la fibre à double gaine et se propage en se distribuant sur de nombreux modes transverses de la fibre, recouvrant le cœur dopé dans lequel il sera progressivement absorbé.

Cependant, si le pompage par la gaine permet de résoudre en partie le problème de la limitation de la puissance de pompage, de nouveaux obstacles intrinsèquement liés à cette technologie vont apparaître. En effet, en augmentant le diamètre et l'ouverture numérique de la gaine interne, on augmente dans le même temps le nombre de modes supportés. Or, dans le cas d'une fibre à gaine interne à section parfaitement circulaire, seuls les modes associés aux rayons méridionaux injectés à l'intérieur d'un cône d'acceptance limité seront susceptibles d'être absorbés par le cœur. Les modes d'ordre supérieurs, correspondant à des trajectoires hélicoïdales (voir Figure I.11) dans le formalisme de l'optique géométrique, ont une intégrale de recouvrement négligeable avec le cœur dopé et sont donc susceptibles de se propager dans la fibre sans participer au pompage.



Figure I.11 : Propagation des rayons dans une fibre à double gaine circulaire. a) rayon hélicoïdal. b) rayon méridional

Une première solution permettant de s'affranchir de ce problème a été proposée par Snitzer dès 1989 [26]. Il proposa de décentrer le cœur dopé, permettant ainsi d'augmenter considérablement le recouvrement des modes d'ordre élevé avec le cœur et donc leur absorption.

Cependant, la fabrication et l'utilisation d'une telle fibre à cœur décentré se heurte à deux verrous : la technologie de fabrication classique de préformes dopées (technique MCVD, voir I.2.1) est inadaptée à la fabrication de préformes à cœur décentré. Le second problème de ces fibres relève de l'épissurage à des fibres conventionnelles : un alignement approximatif entre cœurs des deux fibres conduira à des pertes très handicapantes en configuration laser.

Une seconde solution permettant d'améliorer le rendement d'absorption de la pompe consiste à briser la symétrie cylindrique de la gaine interne afin d'assurer une propagation chaotique du faisceau de pompage. Proposée (et brevetée) par Zellmer [27] dès 1995, la fibre à gaine interne en D (D-shaped fiber) est tirée à partir d'une préforme usinée présentant un méplat. Cette géométrie de gaine interne à symétrie rompue a permis d'obtenir des performances d'absorption bien meilleures qu'avec des fibres conventionnelles, ouvrant la voie à de nouvelles géométries exotiques de gaine interne (rectangulaire, stade, à double troncation, polygonale, voir Figure I.12), mais a surtout permis d'imposer les lasers à fibre à double gaine comme sources lasers capables de délivrer de hautes puissances.

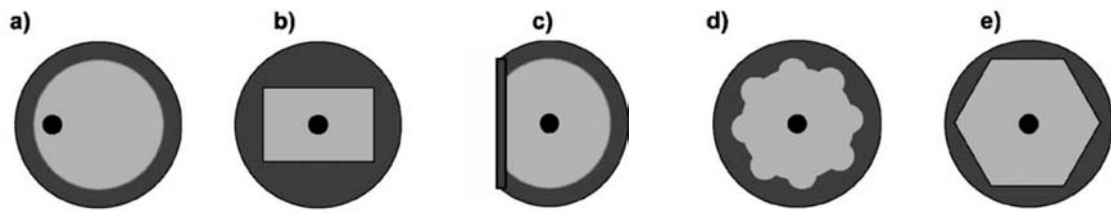


Figure I.12 : Exemple de géométries de fibres double gaine pour l'optimisation de l'absorption de la pompe : a) cœur excentré [26], b) gaine interne rectangulaire [27], c) gaine interne en D [27], d) gaine interne en fleur, e) gaine interne polygonale.

Le calcul complet de l'interaction de tous les modes susceptibles de se propager dans la gaine est difficilement envisageable.

Cependant, dans le cas d'une symétrie de révolution brisée, une règle empirique permet d'estimer l'absorption de la puissance de pompage. En effet, dans le cas d'une propagation chaotique du rayonnement de pompage dans la gaine, on peut approximer le coefficient d'absorption par le produit du coefficient d'absorption du cœur dopé avec le ratio aire du cœur dopé/aire de la gaine interne [28-30]. On donne sur la Figure I.13 l'estimation numérique de l'absorption de différentes structures à double gaine [27].

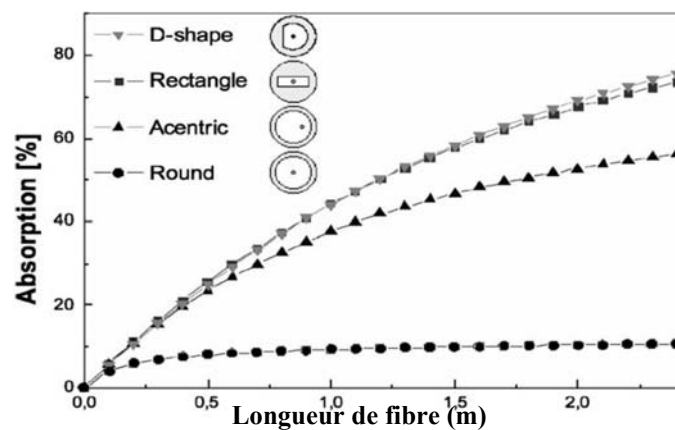


Figure I.13: Modélisation de l'absorption de la pompe pour différentes géométries de fibre à double gaine, en fonction de la longueur de la fibre [27]

Ces calculs montrent la dépendance étroite liant absorption et géométrie de la gaine interne. Ainsi, une gaine rectangulaire conduit à une efficacité d'absorption de la pompe quatre fois supérieure à celle obtenue avec une gaine circulaire.

Il faut cependant nuancer l'interprétation de ces courbes. En effet, l'efficacité d'absorption effective de ces différentes structures à double gaine est difficilement accessible aussi bien numériquement qu'expérimentalement.

Certaines méthodes numériques, comme la BPM (acronyme de Beam Propagation Method) donnent une approximation satisfaisante de l'atténuation de la puissance de pompage pour un coefficient d'absorption constant dans le cœur. Un calcul rigoureux en fonctionnement laser ou en amplification requiert la prise en compte de la variation longitudinale de l'absorption et de la contribution de chaque mode. Pour comprendre le problème posé par un tel calcul, on peut rappeler qu'une fibre à géométrie circulaire de 400 μ m de diamètre de gaine interne, présentant une ouverture numérique de 0,48 (gaine polymère bas indice conventionnelle) supporte la propagation d'environ 10^5 modes. On comprend que compte tenu des moyens informatiques actuels, un calcul complet est pratiquement inenvisageable. Lorsque la structure de la fibre favorise une propagation chaotique de la pompe, un calcul approché peut être réalisé en considérant la contribution élémentaire de chaque mode au pompage comme celle d'un mode unique dont la distribution transverse de champ serait uniforme sur la gaine interne. Dans tous les cas, le résultat obtenu par de telles simulations ne reflète pas obligatoirement les mesures expérimentales. En effet, même dans les fibres à géométrie circulaire, les inhomogénéités du profil indiciel de la fibre, les fluctuations de diamètre et les éventuelles courbures améliorent sensiblement le couplage des modes du rayonnement pompe avec le cœur absorbant, comparé aux résultats numériques obtenus avec une structure parfaite. En conclusion, bien que la dépendance de l'efficacité d'absorption avec la structure de gaine interne est difficile à prévoir aussi bien numériquement qu'expérimentalement, on adopte toujours lors de la conception d'une fibre active à double gaine une forme de gaine interne non circulaire pour augmenter l'efficacité d'absorption.

Les propriétés des fibres à double gaine sont liées non seulement à leur géométrie, mais également au matériau servant à leur fabrication. Le matériau généralement utilisé est un polymère bas indice, constituant à la fois la gaine optique de l'onde de pompage et la gaine mécanique de la fibre. Cette technologie permet d'obtenir des ouvertures numériques de l'ordre de 0,4. Cependant, l'utilisation de ce matériau se révèle être un facteur limitant pour la montée en puissance des lasers à fibre, du fait de sa faible résistance aux fortes températures (seuil de destruction compris entre 200 et 300°C). Deux solutions alternatives ont été proposées afin de surmonter ce nouvel obstacle. La première consiste à déposer une couche de silice dopée au Fluor dès le début du processus de fabrication de la préforme dopée par

MCVD pour obtenir une couche externe de bas indice, permettant de confiner la lumière de pompage à une interface silice/silice dopée Fluor peu sensible aux fortes températures. Cette structure, présentée Figure I.14.b, permet par conséquent d'éviter les dommages créés par interaction directe de la puissance de pompage avec le polymère.

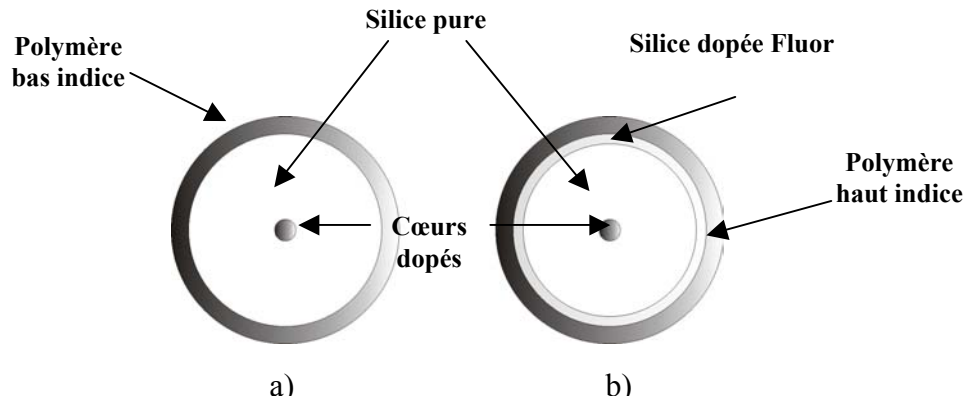


Figure I.14 : Technologies "classiques" de gaine interne bas indice : a) Gaine polymère, b) Gaine silice dopée au Fluor.

Une deuxième structure, qui sera utilisée dans une des expériences décrites dans ce manuscrit, consiste à remplacer la gaine polymère bas indice ou la gaine silice dopée fluor par une inclusion d'une couronne de trous d'air. Pour fabriquer une telle fibre, appartenant à la famille des fibres microstructurées air-silice (FMAS), on utilise la technique dite d'assemblage-étirage : une préforme obtenue par la technique classique de MCVD est entourée de capillaires de silice pure à bords minces. L'assemblage obtenu est ensuite manchonné dans un tube de silice à bord épais, susceptible de supporter la pression occasionnée par le gonflement de l'air lors des deux étapes de fibrage. Les dimensions typiques d'une telle préforme sont données Figure I. 15.

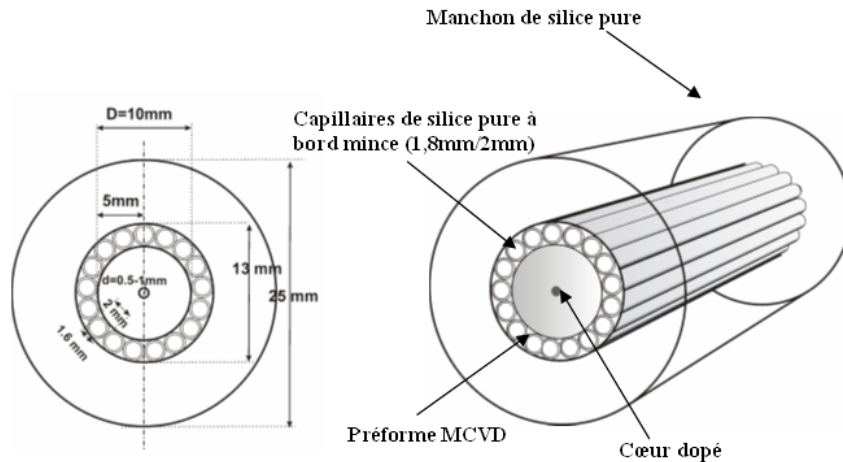


Figure I.15: Représentation schématique et dimensionnement typique d'une préforme macrostructurée air-silice à gaine d'air.

La préforme macrostructurée air-silice obtenue est ensuite étirée une première fois afin de la ramener à une échelle millimétrique (Figure I.16.a), puis à l'échelle micrométrique par un second fibrage (Figure I.16.b) .

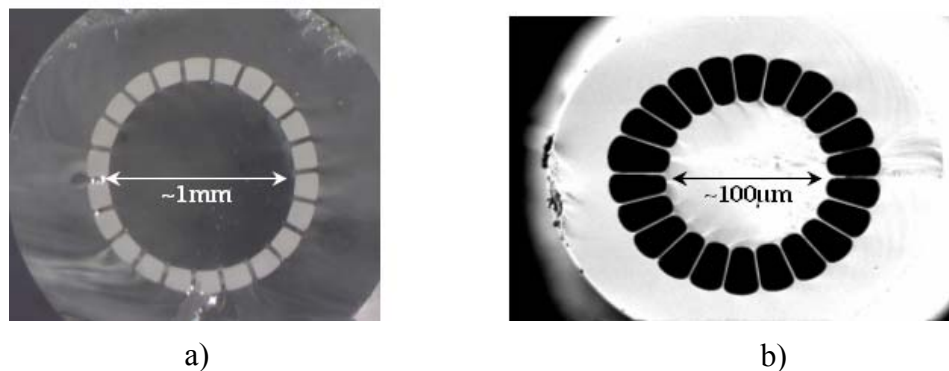


Figure I.16 : Différentes étapes de fabrication d'une fibre à gaine d'air a) canne millistructurée (1^{er} tirage), b) fibre à gaine d'air (2^{ème} tirage). Réalisation Xlim.

Température et pression sont contrôlées tout au long des deux processus de fibrage afin d'assurer un gonflement homogène de la zone d'air, afin de réduire l'épaisseur des ponts de silice séparant deux cœurs voisins. Aucune étude exhaustive concernant ces fibres à gaine d'air n'ayant été menées avant de fabriquer cette première fibre, nous ne disposons pas du recul suffisant pour répondre précisément à certaines questions, notamment concernant l'optimisation du dimensionnement de la structure micro-structurée afin d'assurer conjointement grande ouverture numérique, faibles pertes distribuées de propagation et

facilités de clivage : des études numériques et expérimentales, actuellement menées au laboratoire de manière plus systématiques, permettent aujourd'hui de définir des critères d'optimisation de cette nouvelle génération de fibre.

II.2.2. Introduction à la modélisation des lasers à fibre

L'ensemble des résultats expérimentaux rapportés dans ce mémoire concerne la conception de lasers à fibre multicœur dopée ytterbium. Ce travail de thèse ayant été très nettement orienté vers la recherche de résultats expérimentaux, le développement de code de calcul spécifique aux fibres spéciales étudiées n'a pas constitué un objectif prioritaire.

Néanmoins, la conception de la cavité (longueur de fibre dopée, réflectivité des miroirs) et l'anticipation des performances du laser (longueur d'absorption de la puissance de pompage, rendement opto-optique) rendent nécessaire une phase de modélisation. Cependant, malgré la simplicité du comportement spectroscopique de l'ion ytterbium, sa modélisation rigoureuse nécessite la prise en compte de spécificités intrinsèques à la technologie fibrée : propagation guidée des ondes de pompage et de signal, élargissement spectral complexe spécifique aux matériaux dopés amorphes, dépendance longitudinale de l'inversion de population et donc du gain. La résolution rigoureuse du système d'équations différentielles couplées régissant les évolutions longitudinales des populations et des puissances transportées par les ondes pompe et signal dans un laser à fibre à double gaine dopée ytterbium [31-33] nécessite donc la mise en œuvre de méthodes numériques complexes. Néanmoins, sous certaines hypothèses simplificatrices, il est possible de proposer des modèles analytiques simples de ces lasers à fibres dopées aux ions de terres rares, permettant d'obtenir des résultats proches de ceux obtenus par une résolution numérique rigoureuse des équations couplées.

Dans ce paragraphe nous introduisons brièvement les équations différentielles couplées régissant le comportement d'un laser dopé ytterbium, en définissant les grandeurs intervenant dans son écriture (taux de transition, section efficace, etc...). Puis nous proposerons le modèle analytique simple de Barnard et al [34], qui sera corroboré par une comparaison à des résultats numériques issus d'une résolution rigoureuse des équations différentielles couplées données par la littérature. Ce modèle ainsi validé sera utilisé dans la suite de ce manuscrit pour concevoir les cavités fibrées étudiées expérimentalement.

III.2.3. Equations du laser

La Figure I.17 rappelle le synoptique classique d'une cavité laser Fabry-Pérot à fibre double gaine dopée aux ions ytterbium.

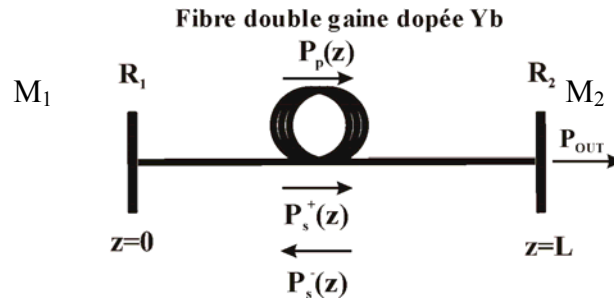


Figure I.17 : Synoptique d'une cavité laser fibrée de type Fabry-Pérot

Cette cavité est constituée d'un tronçon de fibre à double gaine dopée ytterbium de longueur L , dont on considère la concentration en ions dopants N_0 constante sur la longueur de la fibre et de deux miroirs M_1 et M_2 refermant la cavité. Le miroir dichroïque M_1 est transparent à la longueur d'onde de pompage et de haute réflectivité R_1 à la longueur d'onde laser. La réflectivité du coupleur de sortie M_2 est R_2 à la longueur d'onde signal λ_s .

Un faisceau de pompage multimodal de puissance $P_p(0)$ est couplé à travers M_1 dans la gaine interne de la fibre à double gaine à la côte $z=0$ et se propage dans le sens des z croissants. A la côte z , un signal de puissance $P_s^+(z)$ est généré dans le cœur dopé de la fibre par émission spontanée amplifiée pour se propager dans le sens des z croissants. En $z=L$, une fraction $P_s^-(z=L)=R_2 P_s^+(z=L)$ est réfléchie dans la cavité, la fraction extraite $P_{out}=(1-R_2)P_s^+(z=L)$ constituant la puissance laser émise.

Comme nous l'avons signalé auparavant, la transition radiative des ions ytterbium dans une matrice silice se fait entre les deux multiplets $^2F_{5/2}$ et $^2F_{7/2}$. Les ions actifs étant inclus dans une matrice désordonnée (silice pure ou codopée), ces multiplets se fondent en un continuum énergétique et le système peut être assimilé avec une bonne approximation à un système à deux niveaux d'énergie (voir Figure I.18).

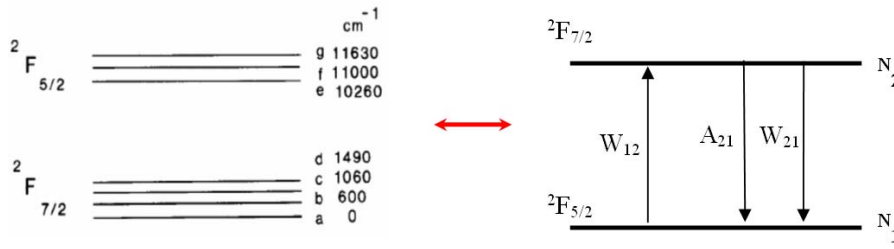


Figure 1.8 : Transition laser étudiée

Afin de rendre compte de la probabilité avec lesquelles les excitations ou désexcitations correspondant aux phénomènes d'absorption et émission spontanée et émission stimulée se produisent entre les niveaux d'énergie I et II, on introduit les taux de transition W_{12} , W_{21} , A_{21} :

$$W_{21} = \frac{\Gamma_s \sigma_s^{\text{émi}}}{h\nu_s A_{\text{dopée}}} P_s \quad \text{[I-30]},$$

$$W_{12} = \frac{\Gamma_p \sigma_p^{\text{abs}}}{h\nu_p A_{\text{dopée}}} P_p + \frac{\Gamma_s \sigma_s^{\text{abs}}}{h\nu_s A_{\text{dopée}}} P_s \quad \text{[I-31]},$$

$$A_{21} = \frac{1}{\tau} \quad \text{[I-32]}$$

Correspondant respectivement au taux d'émission stimulée (W_{21} , probabilité qu'un ion à l'état excité $2F_{7/2}$ se désexcite par émission stimulée à la longueur d'onde λ_s), au taux d'absorption (W_{12} , probabilité qu'un ion à l'état fondamental $2F_{5/2}$ absorbe un photon pompe à la longueur d'onde λ_p ou le signal à λ_s) et au taux d'émission spontanée (A_{21} , probabilité qu'un ion à l'état excité $2F_{7/2}$ se désexcite spontanément en émettant un photon à la longueur d'onde signal λ_s , inversement proportionnel à la durée de vie τ du niveau excité).

h et c désignent respectivement la constante de Planck et la vitesse de la lumière dans le vide, $\nu_{p,s}$ les fréquences optiques pompe et signal et $A_{\text{dopée}} = \pi a^2$ la section transverse dopée du cœur, de rayon a .

Γ_s et Γ_p sont respectivement appelés facteurs de recouvrement à λ_s et λ_p . Leur écriture rigoureuse [35] fait intervenir un calcul intégral du recouvrement du rayonnement de pompage à la longueur d'onde λ_p et de signal à la longueur d'onde λ_s avec le cœur dopé. Néanmoins, en faisant l'hypothèse d'une propagation unimodale du signal et d'une répartition transverse gaussienne du mode fondamental propagé, Γ_s peut s'écrire simplement :

$$\Gamma_s(z) = 1 - e^{-\frac{2a^2}{w_0^2}} \quad \text{[I-33]}$$

où a désigne le rayon du cœur dopé et w_0 le rayon du champ du mode fondamental gaussien dont nous avons donné une écriture empirique à l'équation [I-28]. Dans le cas des lasers à fibre dopée pompée par le cœur, l'écriture du facteur de recouvrement Γ_p entre pompe et cœur dopé est bien entendu similaire.

Comme nous l'avons auparavant montré, dans le cas des lasers à fibres dopées double gaine, le calcul rigoureux de l'intégrale de recouvrement entre les centaines de modes composant l'onde pompe et le cœur dopé était en pratique difficile. Cependant, en considérant l'hypothèse simplificatrice d'une propagation chaotique de l'onde de pompage grâce à l'emploi d'une gaine interne à symétrie brisée, le facteur de recouvrement Γ_p peut être approximé par le rapport des surfaces entre le cœur dopé et la surface de gaine interne :

$$\Gamma_p = \frac{A_{\text{dopée}}}{S_{\text{gaine interne}}} \quad \text{[I-34]}$$

On comprend dès lors que la valeur de l'intégrale de recouvrement entre l'onde pompe et la gaine, de l'ordre de 0,6/0,8 dans le cas du pompage par le cœur, diminue sévèrement dans le cas du pompage par la gaine, avec des valeurs de quelques 10^{-3} . La longueur d'absorption de la pompe s'en trouve bien entendu très augmentée.

Les grandeurs σ_i^{abs} ($\sigma_i^{\text{émi}}$), avec $i=p,s$ sont appelées respectivement sections efficaces d'absorption (d'émission) aux longueurs d'onde de pompage et de signal. Homogènes à des surfaces, elles sont introduites afin de rendre compte des probabilités d'interaction entre les ions de terres rares et un rayonnement optique de longueur d'onde quelconque. Ainsi, une surface efficace d'absorption $\sigma_{\text{abs}}(\lambda)$ peut être vue comme la «surface de capture» d'un ion à la longueur d'onde λ . De même, on peut définir une section efficace d'émission d'autant plus importante que la transition est probable.

Pour écrire les équations couplées régissant le comportement du laser on fait ici l'approximation simplificatrice d'une émission laser purement monochromatique à λ_s . On notera également que l'effet laser est initié dans la cavité par un bruit d'émission spontanée amplifiée par émission stimulée.

La population totale des ions ytterbium est, en toute côte z , répartie entre le niveau fondamental N_1 et le niveau excité N_2 :

$$N_0 = N_1 + N_2 \quad \text{[I-35]}$$

L'évolution temporelle de la population à l'état excité obéit à l'équation [I-36] :

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - (W_{21} + A_{21})N_2 \quad \text{[I-36]}$$

Connaissant les expressions des taux de transitions W_{12} , W_{21} et A_{21} , on en déduit l'évolution temporelle de la population à l'état excité :

$$\frac{dN_2}{dt}(z, t) = \frac{\Gamma_p \sigma_p^{abs}}{h\nu_p} (N_0 - N_2) \frac{P_p(z)}{A_{dopée}} + \frac{\Gamma_s \sigma_s^{abs}}{h\nu_s} (N_0 - N_2) \frac{(P_s^+(z) + P_s^-(z))}{A_{dopée}} - \frac{\Gamma_s \sigma_s^{emi}}{h\nu_s} N_2 \frac{(P_s^+(z) + P_s^-(z))}{A_{dopée}} - \frac{N_2}{\tau} \quad \text{[I-37]}$$

En faisant l'hypothèse que le pompage a une durée suffisamment longue pour que le système s'équilibre ($dN_2/dt=0$), on obtient :

$$\frac{N_2(z, t)}{N_0} = \frac{\frac{\Gamma_p \sigma_p^{abs}}{h\nu_p} \frac{P_p(z)}{A_{dopée}} + \frac{\Gamma_s \sigma_s^{abs}}{h\nu_s} \frac{P_s^+(z) + P_s^-(z)}{A_{dopée}}}{\frac{\Gamma_p \sigma_p^{abs}}{h\nu_p} \frac{P_p(z)}{A_{dopée}} + \frac{1}{\tau} + \frac{\Gamma_s (\sigma_s^{abs} + \sigma_s^{emi}) (P_s^+(z) + P_s^-(z))}{h\nu_s A_{dopée}}} \quad \text{[I-38]}$$

Afin d'évaluer l'évolution longitudinale de la puissance à λ_s , on introduit le gain linéique $g(z)$ de la fibre amplificatrice donné par :

$$g(z) = \Gamma_s [N_2(z)\sigma_s^{emi} - N_1(z)\sigma_s^{abs}] \quad \text{[I-39]}$$

La variation longitudinale de la puissance à λ_s s'écrit donc :

$$\frac{dP_s^\pm}{dz}(z) = g(z)P_s^\pm(z) - \alpha_s P_s^\pm(z) \quad \text{[I-40]}$$

où α_s traduit les pertes linéiques distribuées le long de la fibre à λ_s . De [I-39] et [I-40], il vient :

$$\frac{dP_s^\pm}{dz}(z) = -\Gamma_s [\sigma_s^{abs} N_0 - (\sigma_s^{emi} + \sigma_s^{abs}) N_2(z)] P_s^\pm(z) - \alpha_s P_s^\pm(z) \quad \text{[I-41]}$$

Le même raisonnement nous permet de décrire l'évolution longitudinale de la puissance de pompage par :

$$\frac{dP_p}{dz}(z) = -\Gamma_p [\sigma_p^{abs} N_0 - \sigma_p^{abs} N_2(z)] P_p(z) - \alpha_p P_p(z) \quad \text{[I-42]}$$

La détermination des évolutions longitudinales des puissances de signal et de pompe nécessite d'intégrer numériquement ce système d'équations couplées, en considérant les conditions aux limites [I-43] et [I-44] :

$$P_s^+(0) = R_1 P_s^-(0) \quad \text{[I-43]} \quad P_s^-(L) = R_2 P_s^+(L) \quad \text{[I-44]}$$

Néanmoins, en faisant plusieurs hypothèses simplificatrices, une étude analytique est possible.

Le modèle proposé par Claude Barnard [34] permet une réécriture simple des équations couplées [I-38], [I-41] et [I-42] en rajoutant aux hypothèses simplificatrices déjà posées (émission laser monochromatique et émission spontanée négligée en fonctionnement laser),

deux approximations supplémentaires : d'une part, on néglige les pertes distribuées dans la cavité (pertes par propagation), ce qui est tout à fait justifié puisque les longueurs de cavité considérées n'excèdent pas quelques mètres. D'autre part, on considère le gain homogène sur toute la longueur du milieu amplificateur. Le gain et l'inversion de population sont supposés constants et maximums quelque soit la position longitudinale, cette approximation étant valable pour des cavités courtes et un niveau de pompage suffisamment élevé sur toute la longueur de la fibre :

$$\forall z, \quad g(z) = G_{\max} = e^{\left[\left(\frac{\sigma_p^{\text{abs}} N_0 \Gamma_p}{\delta} - \sigma_s^{\text{abs}} N_0 \Gamma_s \right) L \right]} \quad \text{[I- 45]} \quad \text{et} \quad N_2(z) = N_2 = N_0 \frac{\sigma_p^{\text{abs}}}{\sigma_p^{\text{abs}} + \sigma_p^{\text{ém}}} \quad \text{[I- 46]}$$

où $\delta = \frac{P_s^{\text{sat}}}{P_p^{\text{sat}}}$ [I- 47] définit le rapport des puissances de saturation aux longueurs d'onde pompe et signal, avec les puissances de saturation qui s'écrivent :

$$P_p^{\text{sat}} = \frac{h\nu_p}{\tau} \frac{A_{\text{dopée}}}{\Gamma_p (\sigma_p^{\text{abs}} + \sigma_p^{\text{ém}})} \quad \text{[I-48]} \quad P_s^{\text{sat}} = \frac{h\nu_s}{\tau} \frac{A_{\text{dopée}}}{\Gamma_s (\sigma_s^{\text{abs}} + \sigma_s^{\text{ém}})} \quad \text{[I-49]}$$

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = \left(-\frac{1}{P_p^{\text{sat}}} \frac{dP_p(z)}{dz} - \frac{1}{P_s^{\text{sat}}} \frac{dP_s(z)}{dz} - \sigma_p^{\text{abs}} N_0 \Gamma_p \right) P_p(z) \quad \text{[I-50]}$$

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = \left(-\frac{1}{P_s^{\text{sat}}} \frac{dP_s(z)}{dz} - \frac{1}{P_p^{\text{sat}}} \frac{dP_p(z)}{dz} - \sigma_s^{\text{abs}} N_0 \Gamma_p \right) P_s(z) \quad \text{[I-51]}$$

En intégrant [I-50] et [I-51] sur la longueur de la fibre, il vient:

$$P_p(L) = P_p(0) e^{\left(-\left(\sigma_p^{\text{abs}} N_0 \Gamma_p \right) L + \frac{P_p(0) - P_p(L)}{P_p^{\text{sat}}} + \frac{P_s(0) - P_s(L)}{P_s^{\text{sat}}} \right)} \quad \text{[I-52]}$$

$$P_s(L) = P_s(0) e^{\left(-\left(\sigma_s^{\text{abs}} N_0 \Gamma_s \right) L + \frac{P_s(0) - P_s(L)}{P_s^{\text{sat}}} + \frac{P_p(0) - P_p(L)}{P_p^{\text{sat}}} \right)} \quad \text{[I-53]}$$

La puissance laser en sortie de la cavité est donnée par:

$$P_{\text{laser}} = (1 - R_2) P_s(z=L) \quad \text{[I-54]}$$

$$P_{\text{laser}} = \eta (P_{\text{pompe}} - P_{\text{seuil}}) \quad \text{[I-55]}$$

A l'aide des expressions [I-54] et [I-55], on détermine des expressions analytiques simples des deux paramètres cruciaux d'une cavité laser, à savoir la puissance de seuil d'oscillation laser P_{seuil} et l'efficacité de conversion opto-optique η données par :

$$\eta = \eta_q (1 - R_2) \left(1 - (G_{\max} R)^{-\delta} \right) \quad \text{[I-56]}$$

$$P_{\text{seuil}} = P_s^{\text{sat}} \frac{\alpha_s - \ln(R)}{1 - (G_{\max} R)^{-\delta}} \quad \text{[I- 57]}$$

où apparaissent $\eta_q = \lambda_p / \lambda_s$ désignant l'efficacité quantique et $R = \sqrt{R_1 R_2}$.

Dans ces conditions, on peut calculer la puissance de pompage résiduelle en bout de cavité $P_p(z=L)$ par l'expression :

$$P_p(z=L) = P_p(z=0) \cdot \left(1 - e^{-\left(\sigma_p^{abs} N_0 \Gamma_p - \delta \sigma_s^{abs} N_0 \Gamma_s \right) L - \delta \ln(R)} \right) \quad [I-59]$$

Nous avons testé la validité de ce modèle dans le contexte qui nous intéresse (laser à fibre double gaine dopé à l'ytterbium) en comparant les résultats analytiques obtenus à partir de ces équations aux solutions exactes obtenues à partir d'une résolution numérique rigoureuse des équations différentielles couplées [I-38], [I-41] et [I-42] sur un exemple chiffré, résultats d'une étude de Kelson et. al de 1999 [31]. Un tableau regroupant tous les paramètres utilisés pour la simulation (paramètres opto-géométriques de la cavité, sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion Yb aux longueurs d'onde considérées, concentration en ions dopants), ainsi que les courbes obtenus sont rassemblés Figure I.19.

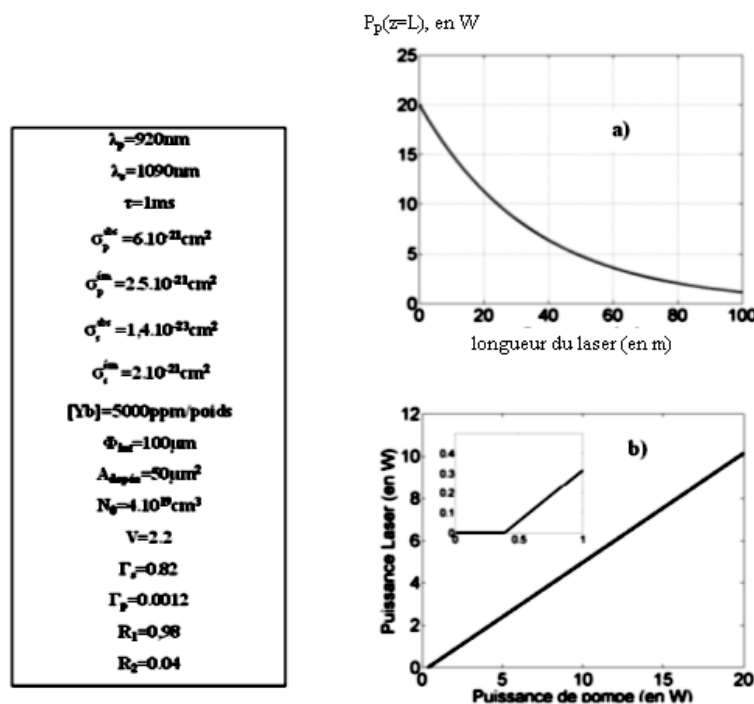


Figure I.19 : Validation du modèle analytique de laser à double gaine dopé ytterbium par comparaison aux solutions obtenues par résolution des équations couplées (Kelson et al)

Afin de comparer les résultats issus de la résolution analytique approchée du laser à fibre à double gaine dopé ytterbium avec ceux obtenus à partir de la résolution numérique rigoureuse des équations [I-38-41-42], nous avons déterminé l'efficacité d'absorption d'une fibre à double gaine dopée ytterbium (concentration 5000ppm/poids) présentant un diamètre de cœur

dopé de $8\mu\text{m}$ pour un diamètre de gaine interne de $125\mu\text{m}$ (facteur de recouvrement cœur/onde pompe $\Gamma_p=0,012$). Nous avons ensuite tracé Figure I.19.a l'évolution de la puissance de pompage résiduelle en fonction de la longueur du laser, pour une injection en entrée de fibre d'une puissance de pompage de 20W à 920nm. La décroissance longitudinale exponentielle de la puissance de pompage résiduelle est en parfait accord avec les solutions calculées dans [31]. Le laser dont nous avons tracé la caractéristique de rendement opto-optique Figure I.19.b. est bâti autour de 50m de fibre, les miroirs du résonateur étant constitués par un miroir dichroïque M_1 transparent à la longueur d'onde de pompage et de réflectivité $R_1=0,98$ à la longueur d'onde de signal $\lambda_s=1090\text{nm}$ et par la face de sortie clivée de la fibre conduisant à une réflectivité du coupleur de sortie de 4% à λ_s . Pour cette longueur de fibre, la puissance de pompage non absorbée en bout de cavité est d'environ 5W. La pente d'efficacité opto-optique de ce laser, calculée analytiquement, est égale à 50%, résultat en accord avec les résultats issus de la résolution numérique des équations couplées. L'insert de la Figure I.19.b grossit la caractéristique opto-optique du laser autour du seuil d'oscillation. Ce seuil calculé analytiquement par l'équation [I-57] est, pour la cavité considérée, égal à 372mW, le résultat exact calculé par résolution du système d'équations différentielles conduisant à une valeur de 380, soit une très faible erreur relative de 2%.

L'ensemble de ces résultats valide donc le modèle analytique proposé qui sera exploité pour anticiper et argumenter les résultats obtenus au cours des travaux rapportés dans ce manuscrit. Notons également que l'utilisation de ce modèle simple pour la simulation des fibres à cœurs multiples étudiées expérimentalement par la suite, nécessite d'assimiler ces dernières à des fibres à saut d'indice à cœur unique, de surface dopée $A_{\text{dopée}}$ égale à la somme des surfaces dopées des cœurs de la fibre composite. Cette augmentation de la surface transverse dopée se traduit physiquement par une augmentation de l'intégrale de recouvrement entre onde de pompage et zone dopée. Elle a donc pour conséquence la diminution de la longueur d'absorption efficace de la puissance de pompage, qui pourra être calculée à l'aide de ce modèle.

III EFFETS NON LINEAIRES DANS LES LASERS A FIBRE EN REGIME D'EMISSION CONTINUE

III.1. Introduction

La montée en puissance des lasers à fibre se heurte néanmoins à des obstacles intrinsèquement liés à leur technologie. En effet, ce sont les spécificités qui assurent les qualités intrinsèques des sources fibrées (confinement transverse et propagation guidée du signal assurant un fort gain et une qualité de faisceau optimale), qui engendrent dans le même temps des phénomènes limitatifs. Ainsi, les effets conjugués du confinement spatial du signal et des très fortes puissances atteintes intra-cavité grâce aux fibres à double gaine conduisent à l'exacerbation des effets non linéaires susceptibles de dégrader les performances énergétiques et les qualités spectrales de la source fibrée.

L'objet de ce paragraphe n'est pas de fournir une description théorique exhaustive des effets susceptibles d'intervenir dans une cavité laser fibrée, mais plutôt de mettre en lumière la grande sensibilité de la technologie fibrée à ces phénomènes, d'en donner une description qualitative et les ordres de grandeurs de leur seuil d'apparition afin de statuer sur leur caractère limitatif en terme de montée en puissance.

Pour se convaincre de la nécessité d'une prise en compte des phénomènes non linéaires dans l'étude des sources laser fibrées, il convient de rappeler qu'en première approximation, ces derniers sont proportionnels au produit $\langle \text{densité de puissance} \cdot \text{longueur d'interaction} \rangle$. Une comparaison des grandeurs typiques des technologies lasers massifs et lasers à fibres (cf. Tableau 1), met clairement en lumière la sensibilité des lasers à fibre à ces effets non linéaires.

	Laser Massif	Laser Fibré
Diamètre du mode (m)	$5 \cdot 10^{-3}$	$10-20 \cdot 10^{-6}$
Longueur du milieu amplificateur (m)	$5 \cdot 10^{-2}$	10

Tableau 1 : Comparaison de paramètres géométriques typiques de lasers solides et fibrés

La limitation transverse du signal due à la propagation guidée dans la fibre conduit à confiner l'énergie dans des diamètres de mode de quelques microns, contre plusieurs millimètres dans les lasers massifs. De même, la longueur d'interaction non linéaire, limitée à quelques centimètres dans un cristal amplificateur, est de plusieurs mètres dans une fibre dopée.

Les effets non linéaires dans les fibres peuvent être classés en deux catégories : les effets découlant de l'effet Kerr optique, traduisant la dépendance de l'indice de réfraction de la silice à l'intensité de l'onde optique se propageant dans la fibre et les effets de diffusion stimulés.

L'effet Kerr optique, ou dépendance non linéaire de l'indice de réfraction présenté par la silice, est à l'origine d'effets de modulations de phase (auto modulation de phase, modulations de phase croisée) et de phénomènes de génération de fréquence (mélange à quatre ondes). Ces phénomènes interviennent de manière cruciale dans les lasers impulsionnels, notamment en régime d'impulsions courtes (lasers fibrés à modes synchronisés).

Cependant, ces phénomènes de type Kerr ne présentant pas de caractère directement limitatif pour la montée en puissance des lasers à fibre fonctionnant en régime d'émission continue, nous ne les décrirons pas dans ce chapitre.

La seconde catégorie d'effets non linéaires évoquée, les diffusions stimulés, provient d'interactions entre l'onde optique se propageant dans la fibre et les vibrations mécaniques de la matrice silice. Contrairement à la diffusion Rayleigh, principale source de pertes dans les fibres optiques, ces effets se traduisent par une déplétion de l'onde de signal couplée à un transfert de puissance vers des longueurs d'onde plus hautes (onde Stokes), avec création d'un phonon acoustique (diffusion Brillouin), ou d'un phonon optique (diffusion Raman).

Dans cette partie, nous commençons par une description succincte des effets non linéaires présentant un caractère directement limitatif pour la montée en puissance des lasers à fibre. Puis la modélisation proposée dans la partie précédente nous permettra de discuter à partir d'un exemple chiffré de la nécessité de la prise en compte de ces effets pour des puissances même modérées et de montrer que l'emploi de technologies classiques (fibres à un seul cœur dopé de quelques μm de diamètre) n'est pas compatible avec l'émission de hautes puissances. Ceci justifiera la nécessité de concevoir de nouvelles architectures fibrées, combinant large section dopée, faible longueur d'absorption de la pompe et émission unimodale, architectures dont nous ferons un tour d'horizon dans la toute dernière partie de ce chapitre.

Le lecteur intéressé par les effets exposés phénoménologiquement dans cette partie se reportera à la référence [36].

III.2. Notion d'aire effective

Dans les sources lasers fibrées, le confinement transverse de la lumière conduit à une augmentation de la densité spatiale de puissance. Afin de quantifier ces densités de puissance, il convient de déterminer une surface sur laquelle la puissance optique est distribuée. Cette surface est appelée aire effective A_{eff} et est fonction de la répartition transverse du champ modal :

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left[\iint |\vec{E}|^2 dS \right]^2}{\iint |\vec{E}|^4 dS} \quad \text{[I- 60]}$$

où dS désigne un élément de surface élémentaire de la section droite de la fibre. Par exemple, dans le cas d'une répartition gaussienne du champ modal en sortie d'une fibre à saut d'indice, ce calcul donne :

$$E = E_0 e^{-\left(\frac{r}{w_0}\right)^2} \rightarrow A_{\text{eff}} = \pi w_0^2 \quad \text{[I-61]}$$

La notion d'aire effective intervient dans l'évaluation des non linéarités survenant dans les fibres et notamment dans la détermination des seuils d'apparition des effets de diffusion stimulée dans les lasers à fibre.

III.3. Diffusion Brillouin stimulée

La diffusion Brillouin résulte de l'interaction d'un photon pompe se propageant dans la fibre avec une vibration de l'édifice moléculaire de la silice (phonon acoustique), pour créer un photon de fréquence plus basse (photon Stokes). La diffusion Brillouin stimulée va donc se traduire par une déplétion de la pompe à λ_p (correspondant ici à l'onde signal du laser) au profit d'une onde décalée vers les grandes longueurs d'onde à λ_S (Figures I.20 et I.21) :

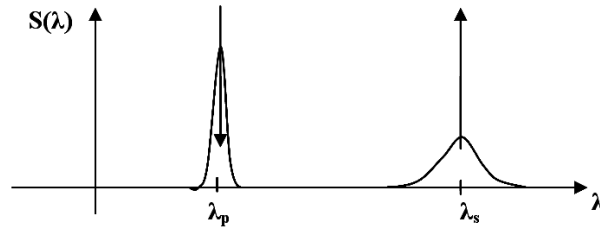


Figure I.20 : Illustration du phénomène de diffusion Brillouin

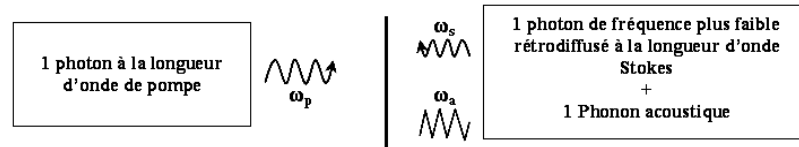


Figure I.21 : Présentation schématique du processus de diffusion Brillouin et lois de conservation d'énergie et d'accord de phase.

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_a \quad [I-62]$$

$$\omega_p = \omega_s + \omega_a \quad [I-63]$$

où \vec{k}_p , \vec{k}_s , \vec{k}_a désignent les vecteurs d'onde et ω_p , ω_s et ω_a les pulsations des ondes de pompe, Stokes et acoustiques respectivement.

Dans les fibres optiques, la diffusion Brillouin stimulée n'intervient que dans la direction contra-propagative, on a donc d'après [I-62]:

$$|\vec{k}_a| = |\vec{k}_p - \vec{k}_s| = \frac{n}{c} (\omega_p + \omega_s) \quad [I-64]$$

Le phonon acoustique produit, voyage à la vitesse du son v dans la silice et son vecteur d'onde est relié à sa pulsation par $|\vec{k}_a| = \frac{\omega_a}{v}$ [I-65] :

On détermine la pulsation de l'onde acoustique à l'aide de [I-62,65]. Il vient :

$$\omega_a = \frac{2nv}{c} \omega_p = \frac{4\pi nv}{\lambda_p} \quad [I-66]$$

En considérant une vitesse du son de la silice de 5960 m.s^{-1} , une longueur d'onde de pompage à la longueur d'émission laser de l'ytterbium 1060 nm (indice de réfraction de la silice de $1,4496$ à 1060 nm) le décalage fréquentiel Brillouin de l'onde Stokes par rapport à l'onde de pompe est d'environ $16,3 \text{ GHz}$.

Une valeur approchée de la puissance de seuil d'apparition de l'effet Brillouin en simple passage est donnée par [36] :

$$P_B = \frac{21A_{\text{eff}}}{g_B L} \quad \text{[I-67]}$$

où A_{eff} est l'aire effective du mode, g_B le gain Brillouin dans la silice ($g_B=5.10^{-11}$ 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, effet non linéaire dont nous proposons une brève approche phénoménologique dans le paragraphe suivant. Par conséquent, ce phénomène est dans le contexte des lasers à fibres dopées fonctionnant en régime d'émission continu celui qui présente le caractère limitatif le plus important, ce que nous montrerons sur un exemple chiffré au paragraphe III.5.

III.4. Diffusion Raman Stimulée

Le principe du processus Raman repose sur la diffusion d'un photon incident en un photon signal à la fréquence ν_S . La différence d'énergie $h\nu_v = h(\nu_p - \nu_S)$ est absorbée par le centre diffuseur du matériau. L'excitation du milieu se traduit généralement par une modification de niveau vibrationnel $|f\rangle$ vers $|e\rangle$. La fréquence ν_v correspond alors à la fréquence de vibration de la molécule. La fréquence ν_S est appelée fréquence Stokes et a une valeur inférieure à la fréquence pompe ν_p . Cependant, si le système diffuseur est dans un état excité, il peut effectuer une transition vers un niveau d'énergie inférieur. La fréquence créée est alors supérieure à la fréquence pompe $h\nu_{AS} = h(\nu_p + \nu_v)$ et est appelée onde anti-Stokes. Ce processus est représenté schématiquement à la Figure I.22.

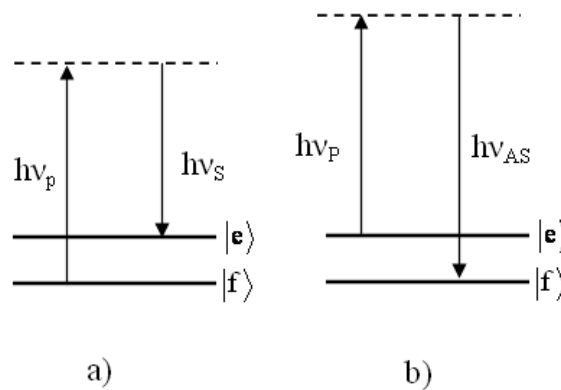


Figure I.22 : Diagramme d'énergie des diffusions Raman Stokes (a) et anti-Stokes (b)

Contrairement à la diffusion Brillouin stimulée, les photons décalés en longueur d'onde générés par effet Raman peuvent se propager dans les deux directions co-propagatives et contra-propagatives. Le décalage en fréquence occasionné par diffusion Raman stimulée est d'environ 13THz autour de 1 μ m dans la silice (émission d'une onde Stokes à 1120nm pour une onde pompe à 1064nm). 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 [I-67], donnée à l'équation [I-68] :

$$P_r = \frac{16A_{\text{eff}}}{g_R L} \quad \text{[I- 68]}$$

Le gain Raman g_R dans la silice à la longueur d'onde de 1 μ m peut être estimé à 10^{-13} m/W, deux ordres de grandeur inférieur au gain Brillouin, son seuil d'apparition étant par voie de conséquences nettement plus élevé. L'effet n'est donc pas directement handicapant en régime d'émission continue à des niveaux modérés de puissance (10-20W) mais peut se révéler critique pour un laser fonctionnant en régime impulsif déclenché.

III. 5 Conclusion : seuil d'apparition des effets non linéaires

Afin de visualiser sur un exemple chiffré le caractère limitatif que peuvent présenter les effets de diffusion stimulée pour la montée en puissance des lasers à fibre fonctionnant en régime d'émission continue, nous avons tracé sur un même graphe (Figure I.23) les évolutions longitudinales de la puissance de pompage résiduelle, de la puissance co-propagative à la longueur d'onde laser et de la puissance de seuil d'apparition de la diffusion Brillouin stimulée en simple passage. Nous avons pour cela utilisé le modèle proposé au paragraphe III.2.2 et ce pour quatre fibres présentant des concentrations en ions dopants identiques mais de diamètres de cœur dopé différents.

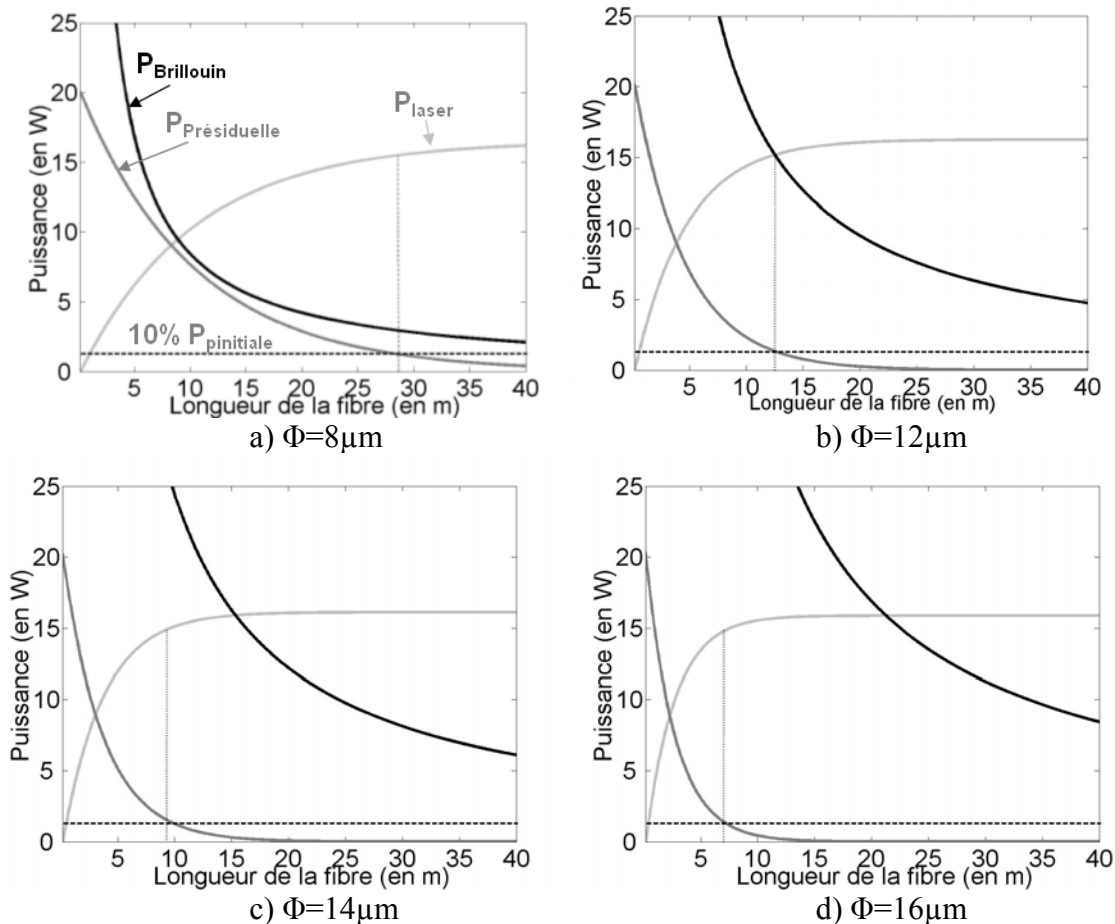


Figure I.23 : Evolutions longitudinales des puissances de pompage résiduelles, de puissance laser co-propagative, et de puissance critique d'apparition de l'effet Brillouin pour des fibres présentant des aires dopées respectives de $50\mu\text{m}^2$ (a), $113\mu\text{m}^2$ (b), $153\mu\text{m}^2$ (c) et $200\mu\text{m}^2$ (d). En pointillé : 10% de la puissance de pompage initiale

On se propose de déterminer la longueur et le dimensionnement transverse d'une fibre permettant simultanément une absorption efficace de 20W de puissance de pompage et une immunité à la diffusion Brillouin stimulée.

Les sections efficaces utilisées pour ces simulation sont identiques à celles utilisées pour la validation du modèle analytique (voir Figure I.19), de même que les longueurs d'onde de pompage et de signal, respectivement $\lambda_s=1090\text{nm}$ et $\lambda_p=920\text{nm}$. La concentration en ions dopants est identique dans les quatre cas de figure et égale à 6000ppm/poids d'ytterbium. Dans tous les cas de figure, la fibre est unimodale à la longueur d'onde signal et sa fréquence spatiale normalisée $V=2\pi a_{\text{ON}}/\lambda$ est fixé à 2,2, l'ajustement de la différence indicielle entre la gaine et le cœur dopé compensant entre chaque simulation l'augmentation du rayon du cœur dopé. En $z=0$, on injecte dans les quatre fibres considérées une puissance de pompage de 20W dans la gaine interne de diamètre $\Phi=200\mu\text{m}$.

Le seul paramètre qui diffère entre les quatre situations (Figure I.23 a, b, c, d), est le diamètre du cœur dopé, qu'on augmente de $\Phi=8\mu\text{m}$ jusqu'à $\Phi=16\mu\text{m}$.

Ces courbes nous permettent de visualiser l'effet de l'augmentation de la section transverse dopée de la fibre à la fois sur l'absorption de la puissance de pompage (et donc sur la longueur de fibre nécessaire à une forte absorption) et sur le caractère critique ou non de l'effet de diffusion Brillouin stimulée dans la configuration étudiée.

Cette augmentation de la taille du cœur a deux effets simultanés. Tout d'abord, l'intégrale de recouvrement entre onde pompe et cœur dopé augmente à mesure que le diamètre du cœur augmente, diminuant la longueur de fibre double gaine nécessaire à l'absorption de la puissance de pompage. On définit arbitrairement la longueur d'absorption comme celle nécessaire à l'absorption de 90% de la puissance de pompage injectée en $z=0$. Cette longueur d'absorption diminue régulièrement à mesure que la taille du cœur est accrue : ainsi définie, cette longueur d'absorption est respectivement $L_{\text{abs}}=27\text{m}$, 12m, 10m et 7m pour des diamètres de cœur dopé $\Phi=8\mu\text{m}$, $12\mu\text{m}$, $14\mu\text{m}$ et $16\mu\text{m}$.

Dans le même temps, l'augmentation de la taille du cœur tend donc à diminuer le confinement transverse de l'onde (augmentation de son aire effective) et donc à repousser le seuil d'apparition de l'effet Brillouin.

Ainsi, pour la première fibre simulée (Figure I.23.a), la longueur nécessaire à une absorption efficace de la pompe est d'environ 27m. Pour cette longueur, le seuil d'apparition de l'effet Brillouin (2,5W) est très inférieur au niveau de puissance du signal. Dans cette situation, l'effet Brillouin présente un caractère critique.

En augmentant la taille du cœur à $\Phi=12\mu\text{m}$ (Figure I.23.b), on obtient pour une longueur d'absorption de la pompe de 12m, la puissance seuil pour l'effet Brillouin est comparable à la puissance du signal propagé (16W) : le diamètre $\Phi=12\mu\text{m}$ est donc un cas limite, une fibre présentant une concentration en ions ytterbium identique et un cœur de diamètre supérieur à $12\mu\text{m}$ absorbera une puissance de pompage de 20W avant que la puissance de signal co-propagatif ne dépasse le seuil d'apparition de l'effet Brillouin. C'est ce que nous vérifions sur les courbes c et d : dans les deux cas, le seuil d'apparition de l'effet Brillouin aux côtes $z=L_{\text{abs}}$, est très supérieur à la puissance laser (16W) et aucun effet néfaste de l'effet Brillouin sur les caractéristiques du laser n'est alors à redouter.

IV ETAT DE L'ART SUR LES NOUVELLES ARCHITECTURES DE LASERS A FIBRE POUR LA FORTE PUISSANCE

Comme nous l'avons montré dans la partie précédente, consacrée aux principes fondamentaux des lasers à fibre de puissance, l'invention de la technologie du pompage par la gaine a, en autorisant l'utilisation de diodes de pompage multimodales transverses de forte puissance (typiquement plusieurs dizaines voire centaines de watts), permis une véritable révolution technologique en ouvrant la voie des lasers à fibre dopées ytterbium aux très hautes puissances.

Mais notre analyse nous a également amené à constater que ces très hautes puissances atteintes intra-cavité ont pour corollaire immédiat l'apparition d'effets non linéaires pouvant dégrader dramatiquement les qualités spatiales et spectrales du signal.

Malgré les atouts uniques que nous avons rappelés (efficacité de conversion, compacité, robustesse, immunité thermique, etc...), un verrou technologique majeur semblait devoir cantonner les sources lasers fibrées à des domaines de puissance modérée : comme nous l'avons rappelé brièvement en introduction, la conservation d'une haute qualité spatiale du faisceau laser (c'est-à-dire une émission unimodale transverse) suppose une limitation du diamètre du cœur. Dans le même temps, la propagation dans une fibre est d'autant plus sensible aux non linéarités que le diamètre du cœur est réduit. Afin d'augmenter cette taille de cœur tout en conservant les propriétés spatiales d'une propagation unimodale, il est nécessaire de diminuer l'ouverture numérique de la fibre, c'est à dire la différence indicielle entre le cœur dopé et la gaine de silice pure.

Il est alors intéressant de rappeler que le dopage en ions de terres rares conduit à une élévation de cette différence d'indice, proportionnelle à la concentration en ions dopants. Pour maintenir une faible ouverture numérique, il est nécessaire de limiter le dopage en ions de terres rares, augmentant dès lors la longueur d'absorption de la pompe et donc la longueur de la cavité, en contradiction avec la volonté de repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires.

Devant ces constatations paradoxales, plusieurs solutions ont été suggérées, conjuguant fibre à large aire effective et propagation unimodale.

La première voie explorée a consisté à lever la contrainte sur l'ouverture numérique de la fibre, en proposant des architectures lasers incluant une fibre dopée légèrement multimodale et à opérer un filtrage des modes d'ordre supérieur intra-cavité. Ce filtrage peut être opéré par courbure de la fibre [37], par amincissement en sortie d'amplificateur [38] ou par mélange non linéaire [39]. Cependant, ces méthodes ont pour point commun l'augmentation des pertes intra-cavité et donc l'augmentation du seuil d'oscillation laser et la diminution du rendement opto-optique de la source.

Une seconde option consiste alors à respecter strictement la condition d'unimodalité des fibres à gros cœur, en limitant leur ouverture numérique à quelques 10^{-2} .

Cette deuxième voie de recherche, alliant large section dopée et stricte propagation unimodale du signal, tend aujourd'hui à s'imposer. Elle a très largement bénéficié de l'avènement d'une nouvelle génération de Fibres Microstructurées Air-Silice (FMAS), également appelées fibres à Cristal Photonique (PCFs). Lorsque la proportion d'air est maintenue suffisamment basse dans la gaine, la très faible différence indicelle entre le cœur dopé et la gaine microstructurée n'autorisera que le guidage du mode fondamental pour des rayons de champs de modes guidés très grands (de l'ordre de 40λ). Ces amplificateurs microstructurés à gros cœurs, ou LMA pour Large Mode Area, constituent aujourd'hui la voie de recherche privilégiée dans la course à la puissance des lasers à fibre. Plusieurs démonstrations de lasers fibrés à LMA émettant plus de 1 kW en régime d'émission continue ont été publiées depuis 2004 [57-59]. Cependant, la nature même de ces sources à fibres microstructurées à gros cœur dopé impose que l'on cherche dès maintenant des technologies alternatives : en effet, le guidage faible assuré par la microstructure, s'il assure la qualité spatiale de l'émission laser, rend le dispositif très sensible aux perturbations extérieures et aux courbures : ce manque de robustesse, ainsi que la difficulté de mise en œuvre intrinsèque aux fibres microstructurées, constituent les principaux obstacles à la technologie LMA pour s'imposer dans l'industrie comme des sources peu onéreuses et fiables.

Dans cette partie, nous allons décrire et discuter les solutions et résultats proposés par les chercheurs pour assurer la montée en puissance des lasers à fibre : amplification dans une fibre multimode et filtrage, LMA, fibres multicoeurs. En conclusion, nous discuterons des limites de ces travaux et proposerons une alternative originale issue des recherches du laboratoire de recherches XLIM sur la mise en phase de sources laser multiples, appliquées à une architecture de laser à cœurs multiples dont l'émission est unimodale transverse.

IV. 1 Filtrage des modes d'ordre élevés

Dans la plupart des applications industrielles, la qualité spatiale du faisceau laser utilisé constitue un facteur crucial.

Une première solution proposée a consisté à réaliser l'amplification dans une fibre à gros cœur (typiquement 30-40 μm), en conservant une différence indicielle élevée entre le cœur et la gaine (compatible avec un fort dopage en ions de terres rares et de courtes longueurs de cavités), supportant donc la propagation d'un grand nombre de modes et de courber la fibre pour imposer des pertes différentielles dépendant de l'ordre du mode propagé.

Un filtrage spatial peut alors être opéré intra-cavité, en ne conservant plus les conditions de guidage que pour le seul mode fondamental LP_{01} en sortie du laser.

La solution la plus simple pour réaliser ce filtrage spatial est de le distribuer tout au long de la cavité laser, en courbant la fibre amplificatrice multimodale. Cette technique repose sur le fait que le mode LP_{01} est moins sensible aux courbures que les modes d'ordre supérieur et que le coefficient d'atténuation induit par ce filtrage varie exponentiellement avec le rayon de courbure.

L'augmentation des pertes par courbure avec l'ordre du mode considéré a été décrite par Marcuse [5] dès la fin des années 70. La Figure I.24 [40] regroupe les courbes d'évolution des pertes induites calculées en fonction du rayon de courbure.

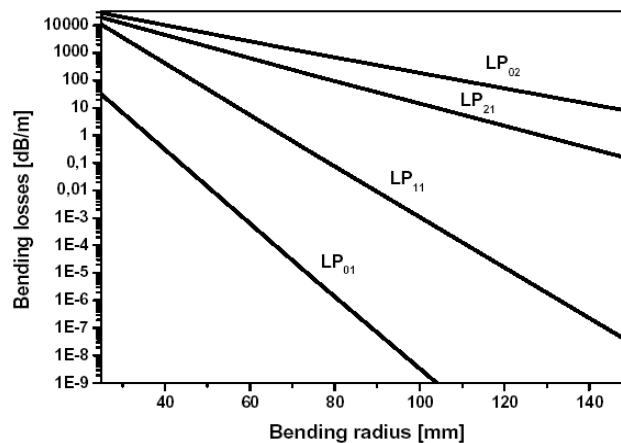


Figure I.24 : Pertes aux courbures des 4 premiers modes en fonction du rayon de courbure imposé à la fibre [40]

Ainsi, en choisissant judicieusement le rayon de courbure, on peut aisément réaliser des pertes différentielles entre le mode fondamental gaussien et les modes d'ordre supérieur afin d'assurer l'émission du seul mode LP₀₁ en sortie de fibre. Il convient ici de rappeler que cette méthode se démarque du nettoyage de faisceau conventionnel, consistant à focaliser extra cavité le faisceau laser sur un diaphragme obturant les modes d'ordre élevé : si cette méthode permet bien une amélioration de la qualité spatiale du faisceau, elle a également pour conséquence une diminution extrême de l'efficacité de conversion opto-optique de la source. Au contraire, les modes supprimés par filtrage distribué (pertes par courbure) laisse disponible le gain du milieu amplificateur pour le seul mode fondamental : ainsi, la courbure de la fibre permet de conserver une bonne pente d'efficacité et l'émission unimodale est obtenue sans trop dégrader les performances du système.

L'utilisation de cette technique a permis à une équipe américaine d'obtenir des résultats spectaculaires dès 2002 [41] : la fibre dopée ytterbium multimodale utilisée ($\Phi_{\text{coeur}}=25\mu\text{m}$, $\text{ON}=0,1$, $V=7,4$ à $\lambda=1\mu\text{m}$), était utilisée comme milieu amplificateur d'un signal délivré par un laser impulsif Nd :YAG.

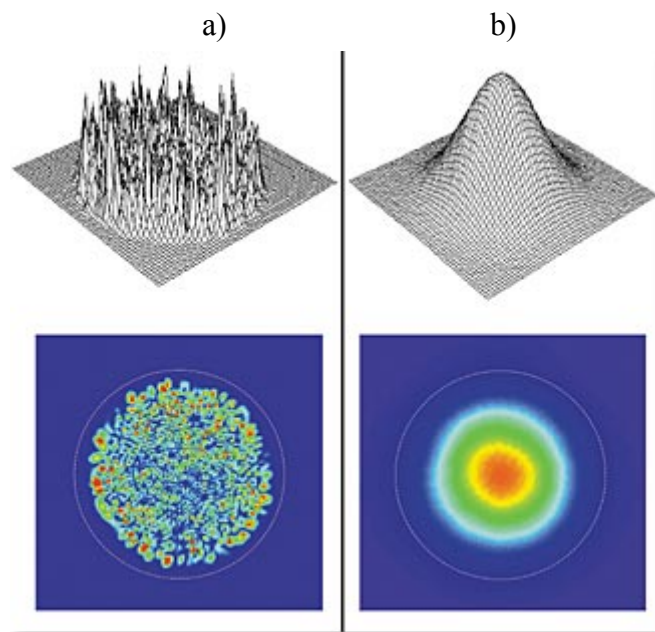


Figure I.25 : Champ proche en sortie d'une fibre à double gaine amplificatrice sans (a) et avec (b) courbures [41]

La Figure I.25, montre l'éclairement en champ proche mesuré en sortie de la fibre droite (Figure I.25.a) et courbée (Figure I.25.b). L'amélioration de la qualité spatiale du faisceau

laser est évidente et traduit le passage de plus de 30 modes propagés pour la fibre droite, à l'émission du seul mode fondamental dans le cas de la fibre courbée.

Depuis ces premières démonstrations, cette technique a participé à accélérer la montée en puissance des lasers à fibres, notamment à l'université de Jena [49, 50, 52]. Elle a notamment permis l'amplification d'impulsions courtes de 70 à 300ns dans une fibre à gros cœur ($\Phi_{\text{cœur}}=30 \mu\text{m}$, $\text{ON} = 0,06$) jusqu'à des énergies de 4mJ, à des fréquences de répétition de 3kHz [42]. Le facteur de qualité spatiale du faisceau M^2 de 1,1 proche de la limite de diffraction, a alors été obtenu pour un rayon de courbure de la fibre à double gaine d'environ 5cm.

D'autres techniques de filtrage spatial ont été proposées, tels que le filtrage par amincissement local.

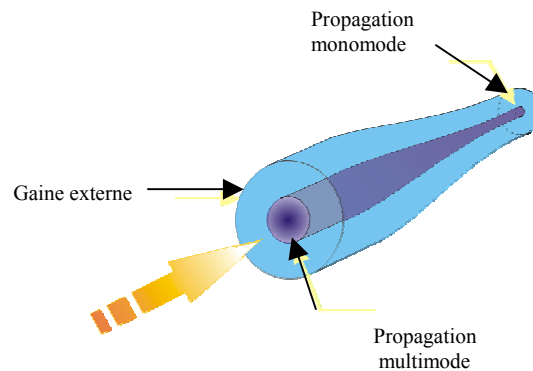


Figure I.26 : Technique de filtrages des modes d'ordre supérieurs intra-cavité par taper [38]

Cette technique de filtrage par amincissement a été introduite en configuration laser en 2001 [38]. Dans cette démonstration expérimentale, la fibre à double gaine dopée ytterbium multimodale utilisée ($\Phi_{\text{cœur}}=15\mu\text{m}$, $\text{ON}=0,15$, $V=6,7$) a été localement amincie par fusion étirage, sur une longueur de 3cm (le diamètre externe de la fibre variant de $200\mu\text{m}$ à $70\mu\text{m}$ dans le col du taper). Dans la zone non amincie, la fibre supporte la propagation d'environ 10 modes, contre le seul mode LP_{01} dans la zone amincie. Malgré une amélioration du facteur de qualité spatial du faisceau d'un facteur 3,4, l'ajout du taper s'est également traduit par une chute de 20% de l'efficacité de conversion du laser.

IV. 2 Limites de la technique de filtrage des modes d'ordre élevé

Il convient toutefois de pondérer ces résultats et d'évaluer les limites de ces techniques de filtrage : en effet, comme discuté dans les parties précédentes, l'emploi de diodes lasers fibrées puissantes très multimodales (dont les faisceaux présentent des étendues géométriques

très importantes) nécessite d'augmenter le diamètre de la gaine interne afin d'optimiser le couplage de la puissance de pompage. Actuellement, les fibres utilisées à fortes puissances (>100W) présentent des diamètres externes typiques de 300 à 600 μm . Avec des diamètres externes aussi importants, les rayons de courbure centimétriques nécessaires à l'évacuation des modes d'ordre supérieur s'accompagne de risques de rupture de la fibre. Les rayons de courbure nécessaires au filtrage diminuant avec le nombre de modes à évacuer, cette méthode devient obsolète pour des fibres à très gros cœur.

Pour répondre à cette limitation technologique de la technique du filtrage par courbure de la fibre, une nouvelle méthode a été récemment proposée, basée sur une fibre de conception originale à cœur hélicoïdal [43], voir Figure I.27.

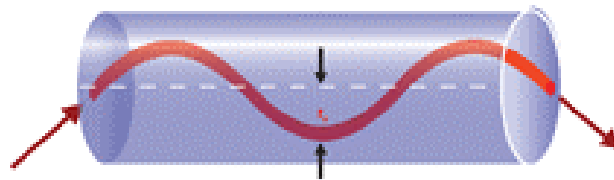


Figure I.27 : Fibre à cœur hélicoïdal [43]

Dans ce cas, seul le cœur de la fibre est courbé. Ainsi, les pertes inter-modales différentielles sont assurées même si la fibre est maintenue droite, s'affranchissant du problème de la rupture de la fibre. Une deuxième fibre témoin, à profil classique mais de cœur dopé de mêmes caractéristiques opto-géométriques, présentait en configuration laser un M^2 de 3,6, contre 1,3 pour la fibre à cœur hélicoïdal. Les performances énergétiques des deux lasers étaient quant à elles comparables. Cependant, la fabrication d'une telle fibre, reposant sur l'utilisation d'une préforme à cœur décentré mise en rotation autour de son axe pendant le fibrage, relève pour l'instant plus de la prouesse technologique que d'une technologie alternative viable.

En conclusion, on rappellera également que bien qu'il y soit moins sensible, le mode LP_{01} subit tout de même des pertes sous l'effet des courbures et que l'emploi de cette technique doit se limiter à des fibres faiblement multimodales sous peine de voir chuter l'efficacité de conversion du laser.

IV.3 Les fibres amplificatrices à large aire modale (ou fibres LMA pour Large Mode Area)

IV.3.1. Principe

Comme nous venons de le constater, le filtrage des modes d'ordre supérieur d'une fibre multimodale se limite au cas de fibres légèrement multimodales. Il conduit à des pertes dans la cavité laser et n'est pas applicable aux sources de très hautes puissances compte tenu des risques de rupture des fibres de fort diamètre externe courbées. Ainsi, bien que l'utilisation du filtrage intra-cavité constitue la plupart du temps une technique complémentaire indispensable, les principaux efforts de recherche se situent aujourd'hui autour de la conception de fibres à large aire effective et très faible ouverture numérique et donc très faiblement multimodales.

La diminution de la différence d'indice entre le cœur et la gaine permet d'obtenir une propagation d'un champ unimodal à large aire effective. Pour cette raison, de telles fibres sont appelées Large Mode Area ou fibres LMA.

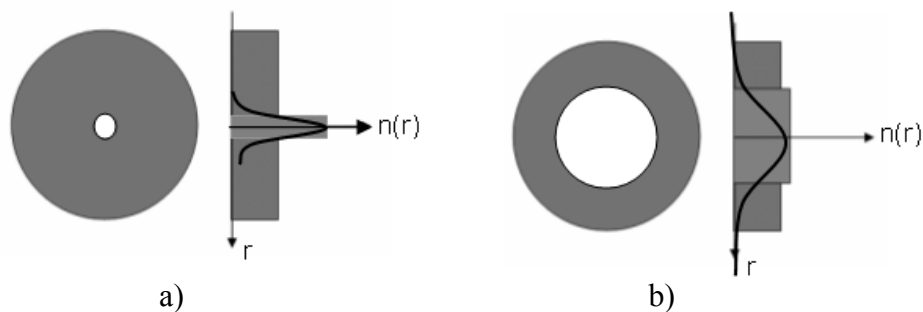


Figure I.28 : Fibres à saut d'indice unimodales à petit cœur, forte ON (a), à gros cœur, faible ON

Comme nous l'avons rappelé au début de ce chapitre, le guidage de l'onde dans les fibres optiques conventionnelles s'effectue par réflexion totale interne entre deux milieux d'indice de réfraction différents, le cœur d'indice élevé et la gaine d'indice plus bas.

On a montré dans la partie I.1 qu'une propagation unimodale transverse nécessite que la condition $V = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a \cdot \text{ON} < 2,405$ soit satisfaite, V étant la fréquence spatiale normalisée de la fibre, λ est la longueur d'onde guidée, a le rayon du cœur et $\text{ON} = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$ l'ouverture numérique de la fibre. Cette condition sera donc réalisée pour de fortes valeurs de a (20-30 μm), à la condition de limiter l'ouverture numérique de la fibre.

La valeur typique de l'ouverture numérique d'une fibre classique (c'est-à-dire à aire effective modale d'environ $80\text{-}100\mu\text{m}^2$) est de l'ordre de 0,1 pour une différence d'indice entre le cœur et la gaine de l'ordre de quelques 10^{-3} .

Dans les fibres standard, cette différence indicielle est généralement réalisée par un dopage germanium de la matrice silice du cœur. Dans les fibres amplificatrices, l'ajout d'ions actifs a aussi pour effet d'augmenter l'indice du cœur, ce qui rend la condition d'unimodalité difficile à remplir pour de fortes concentrations en ions dopants.

Une solution consiste à co-doper au fluor le cœur de la fibre amplificatrice. En effet, à l'opposé du germanium, le fluor a tendance à diminuer l'indice de réfraction de la matrice hôte dans laquelle on l'inclut. Cependant, le fluor occupant les mêmes lacunes interstitielles que les ions ytterbium, il n'est en pratique pas envisageable d'assurer simultanément une forte concentration en ions dopants et un abaissement suffisant de l'indice du cœur par ajout de fluor. En conclusion, l'obtention de très faibles différences indicielles entre cœur et gaine, nécessaire à l'obtention de gros cœurs unimodaux, est en pratique difficile à réaliser par seule optimisation compositionnelle de la silice.

Outre cette maîtrise des propriétés optiques de la silice dopée, la technologie LMA a donc également bénéficié du développement d'une nouvelle génération de fibres particulièrement attractives pour l'émission haute puissance : Les fibres micro-structurées air-silice (FMAS). On a reporté, Figure I.29, les géométries d'une fibre à saut d'indice classique (Figure I.29.a) et d'une fibre micro-structurée air silice (Figure I.29.b).

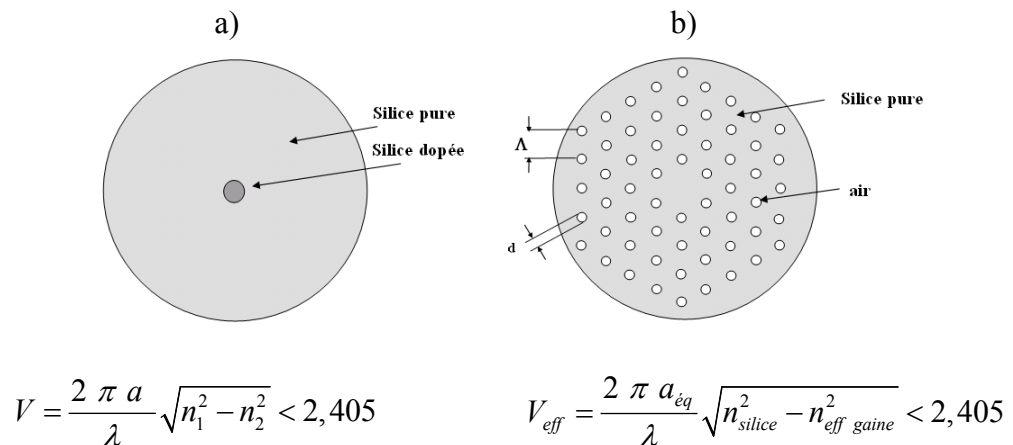


Figure I.29 : Section transverse d'une fibre à saut d'indice (a) et d'une fibre micro-structurée air silice à maille triangulaire (b). Les paramètres intervenant dans l'écriture de leur condition d'unimodalité transverse sont définis dans le texte

Ces fibres, introduites pour la première fois au milieu des années 90 par Payne et al [44] (université de Southampton), sont constituées de silice pure et d'un réseau périodique de trous d'air (parallèles à l'axe de propagation, voir Figure I.29). La géométrie de la fibre est parfaitement définie par trois paramètres : Les dimensions d et Λ , respectivement diamètre des trous et distance inter-centres entre ces trous, le type de maillage (triangulaire ou hexagonale). Un maillage convenablement choisi peut, en induisant un effet de résonance transverse, interdire la transmission du signal optique dans une direction perpendiculaire à l'axe optique. Le signal peut alors se trouver confiné le long de l'axe de propagation dans une singularité du réseau, par exemple un trou d'air de dimension différente : on parle de guidage par Bande Interdite Photonique (guidage BIP).

Cependant, nous nous limiterons ici au cas où le défaut considéré est une lacune dans le réseau de trous d'air, en silice pure. Intuitivement, on comprend que l'indice de réfraction moyen de la gaine est diminué par l'inclusion des trous d'air, de telle sorte que la lumière s'y propage par réflexion totale interne, à l'instar des fibres à saut d'indice.

Comme nous l'avons montré au paragraphe I.1.2, un mode transverse est susceptible de se propager si sa constante de propagation β est comprise entre deux valeurs extrêmes $k_0 n_2$ et $k_0 n_1$ (où k_0 désigne la norme du vecteur d'onde, n_2 et n_1 les indices de cœur et de gaine). Cette condition est encore opérante pour les fibres à trous assurant une propagation par RTI (voir paragraphe I.1.1), à la différence qu'il n'est a priori pas possible de définir un indice de réfraction pour une gaine composite constituée d'air et de silice pure. Pour surmonter cette

difficulté, on a coutume de définir un indice de gaine équivalent, correspondant à l'indice effectif du mode fondamental existant dans le cristal photonique de la gaine supposée infinie. Ce mode fondamental théorique est celui qui possède (à l'instar du mode LP₀₁ dans les fibres à RTI classiques) l'intégrale de recouvrement la plus importante avec la silice, de sorte qu'il remplisse de manière optimale les interstices solides entre les trous.

Pour cette raison, ce mode est souvent appelé « Space Filling Mode », de constante de propagation β_{SFM} . En poursuivant l'analogie proposée, on définit donc l'indice équivalent n_{effgaine} de la gaine par :

$$n_{\text{effgaine}} = \frac{\beta_{\text{SFM}}}{k_0} \quad [I-69]$$

et sa fréquence spatiale normalisée équivalente par :

$$V_{\text{eff}} = \frac{2 \pi a_{\text{eq}}}{\lambda} \sqrt{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{effgaine}}^2} \quad [I-70]$$

Le cœur de ce type de fibre étant constitué d'une lacune du réseau, la définition d'un rayon a n'est également pas direct. Une définition peut être proposée [45] en conservant la condition d'unimodalité $V_{\text{eff}} < 2,405$. Dès lors, le calcul montre que cette condition est vérifiée pour des valeurs de d/Λ inférieures à 0,4 si on définit un rayon équivalent a_{eq} du défaut de la structure périodique par $a_{\text{eq}} = 0,64 \Lambda$. Dans ces conditions, la condition d'unimodalité transverse d'une fibre micro-structurée air-silice prend la forme reportée à la Figure I.29.b.

Ce formalisme montre clairement que l'ouverture numérique de la fibre dépend directement de la longueur d'onde, à travers l'indice équivalent de la gaine.

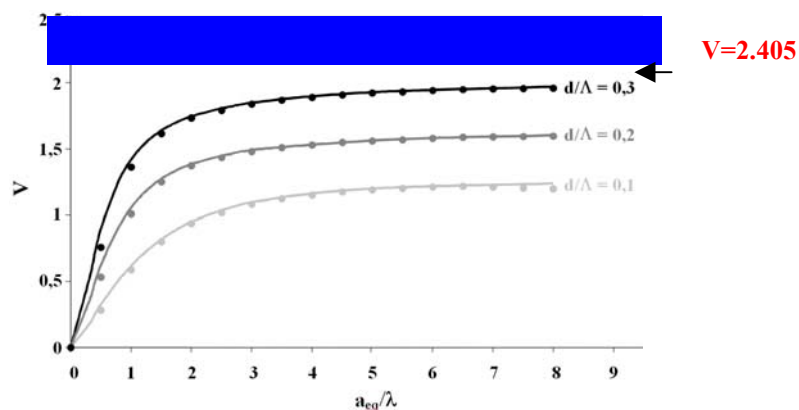


Figure I.30 : Evolution de la fréquence spatiale normalisée avec le rayon équivalent du cœur central, paramétré en d/Λ .

Cette courbe (Figure I.30), montrant l'évolution de la fréquence spatiale normalisée avec le rapport (a_{eq}/λ), pour différentes valeurs de d/Λ , permet de dégager l'intérêt de ces structures dans le contexte des sources hautes puissances. La valeur de la fréquence spatiale normalisée, à λ et a_{eq} fixés, ne dépend que de d/Λ . En augmentant Λ (c'est-à-dire en diminuant la fraction d'air dans la gaine structurée) et par la même en augmentant la taille du cœur, on peut conserver l'aspect unimodal transverse en adaptant simplement en conséquence le rapport d/Λ .

La différence indicielle entre cœur dopé et gaine micro-structurée peut ainsi être diminuée jusqu'à 10^{-4} , c'est-à-dire un ordre de grandeur inférieur aux fibres à saut d'indice conventionnelles, ces propriétés de guidage originales ayant ainsi permis l'émission unimodale d'un laser fibré micro-structuré dopé ytterbium d'un diamètre de cœur très important de $50\ \mu\text{m}$ [46].

Les fibres microstructurées ne sont néanmoins pas exemptes de tous défauts : en effet, la diminution du confinement transverse du mode propagé lorsque la proportion d'air devient trop faible se traduit par une augmentation des pertes par propagation. De même, l'abaissement de la différence indicielle cœur/gaine a pour corollaire une augmentation de la sensibilité aux courbures. Pour pallier à ce problème, les approches lasers à fibre et lasers massifs ont été fusionnées pour concevoir des barreaux circulaires de plusieurs millimètres de diamètre, incluant en leur centre la micro-structure et le large cœur dopé [52]. Utilisé comme milieu amplificateur d'un oscillateur laser de forte puissance, un tel barreau présente les qualités intrinsèques des lasers à fibre et notamment la qualité spatiale du faisceau émis, en supprimant les éventuels problèmes liés aux courbures et en augmentant la surface d'échange thermique avec le milieu extérieur. Mais à très haute puissance, l'absorption de la puissance de pompage impose une longueur de barreau dégradant significativement la compacité de la source conçue.

IV.3.2. Performances

L'avènement de ces fibres optiques dopées aux ions ytterbium à large aire modale a constitué une avancée technologique majeure permettant aux lasers à fibre de se positionner en concurrents potentiels sérieux face aux technologies classiquement employées pour la haute puissance. Dès 2002, la simple optimisation compositionnelle du cœur amplificateur d'une fibre unimodale a permis à Jens Limpert et al, de l'université de Jena, d'obtenir une émission

laser d'une puissance de 485 W pour 700 W de pompe injectée [50], avec une qualité de faisceau excellente, proche de la limite de diffraction (on notera que pour cette expérience, l'équipe de Jena utilisait également le filtrage par courbure évoqué précédemment).

Cette expérience historique peut légitimement être qualifiée de seconde naissance des lasers fibrés, près de 40 ans après la publication de leurs premières réalisations. Depuis cette démonstration des potentialités des lasers à fibre pour l'émission très hautes puissances, quelques laboratoires (Université de Jena et IPG Photonics, en Allemagne, Université de Tokyo, au Japon, ORC de Southampton, Angleterre), se livrent à une véritable course à la puissance en repoussant toujours plus loin la technologie des fibres à large cœur/faible ON.

Quelques unes des réalisations les plus marquantes ont été répertoriées dans le Tableau 2 (parties 1 et 2), qui nous permet également de visualiser rapidement les évolutions technologiques majeures et leur incidence en terme de performance énergétique. Notons que dans ce tableau, η désigne l'efficacité de conversion opto-optique du laser.

Tableau 2 : Principales publications concernant des lasers à fibre de puissance listées par ordre chronologique (partie 1)

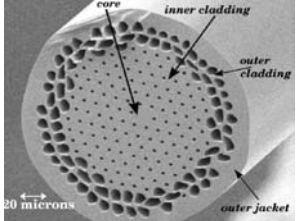
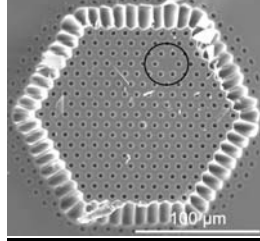
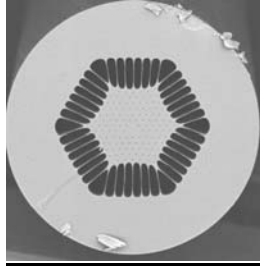

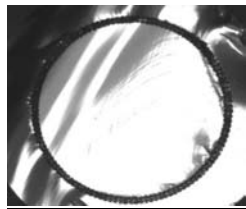
Laboratoire [Référence] Date de publication	Caractéristiques de la fibre	Caractéristiques du laser	Photo fibre, remarques
<p>Southampton ORC [47] Novembre 2001</p>	<p>Type: air clad, LMA PCF Longueur : 4,5m $\Delta n = 9.10^{-4}$ $\Phi_{\text{coeur}} = 15\mu\text{m}$ Dopage : 3000ppm/wt $d/\Lambda = 0,3$</p>	<p>$\eta = 80\%$ $P_{\text{max}} = 1\text{W}$</p>	 <p>Pompage hybride cœur /gaine</p>
<p>Bath University [48] Janvier 2003</p>	<p>Type: air clad, LMA PCF Longueur : 1,5m $ON_{\text{coeur}} = 0,11$ $\Phi_{\text{coeur}} = 15\mu\text{m}$ $d/\Lambda = 0,3$</p>	<p>$\eta = 30\%$ $P_{\text{max}} = 3,9\text{W}$</p>	 <p>Cœur décentré</p>
<p>Jena University [49] Avril 2003</p>	<p>Type: air clad, LMA PCF Longueur : 2,3m $ON_{\text{coeur}} = 0,05$ $\Phi_{\text{coeur}} = 15\mu\text{m}$ Dopage : 0,6 at% $d/\Lambda = 0,18$</p>	<p>$\eta = 78\%$ $P_{\text{max}} = 80\text{W}$ $A_{\text{eff}} = 350\mu\text{m}^2$</p>	
<p>Jena University [50] Avril 2003</p>	<p>Type: LMA Longueur : 35m $ON_{\text{coeur}} = 0,086$ $\Phi_{\text{coeur}} = 24.5\mu\text{m}$ Dopage : 300ppm $\text{NdO}_3 + 650\text{ppm YbO}_3$</p>	<p>$\eta = 72\%$ $P_{\text{max}} = 500\text{W}$ $A_{\text{eff}} = 315\mu\text{m}^2$</p>	<p>Gaine interne en D de $400\mu\text{m}$ polymère ($ON = 0,38$) Codopage néodyme/ytterbium</p>

Tableau 2 : Principales publications concernant des lasers à fibre de puissance listées par ordre chronologique (partie 2)

<p>Southampton ORC [51] Novembre 2003</p>	<p>Type: LMA Longueur : 7m $ON_{\text{coeur}} = 0,09$ $\Phi_{\text{coeur}} = 28\mu\text{m}$ Dopage : 4500ppm/wt</p>	<p>$\eta = 80\%$ $P_{\text{max}} = 610\text{W}$ $A_{\text{eff}} = 512\mu\text{m}^2$</p>	<p>Pompage aux deux extrémités. Refroidissement des deux extrémités par V-groove métalliques thermocontrôlés</p>
<p>Jena University [52] Février 2005</p>	<p>Type: air clad, rod type PCF Longueur : 0,48 m $ON_{\text{coeur}} = 0,05$ $\Phi_{\text{coeur}} = 35\mu\text{m}$ $d/\Lambda = 0,33$</p>	<p>$\eta = 74\%$ $P_{\text{max}} = 120\text{W}$ $A_{\text{eff}} = 350\mu\text{m}^2$</p>	 <p>Laser "Barreau" : $\Phi_{\text{ext}} = 1,7\text{mm}$ (Augmentation de la surface d'échange thermique + diminution pertes de propagation)</p>
<p>Southampton ORC [53] Novembre 2004</p>	<p>Type: LMA Longueur : 8m $ON_{\text{coeur}} = 0,09$ $\Phi_{\text{coeur}} = 43\mu\text{m}$ Dopage : 4500ppm</p>	<p>$\eta = 80\%$ $P_{\text{max}} = 1\text{kW}$ $A_{\text{eff}} = 1100\mu\text{m}^2$</p>	<p>Gaine interne en D de 600/650μm polymère ($ON = 0,48$) Légèrement multimodale ($M^2 = 3,4$)</p>
<p>Southampton ORC [54] Janvier 2005</p>	<p>Type: LMA Longueur : 12m $ON_{\text{coeur}} = 0,05$ $\Phi_{\text{coeur}} = 40\mu\text{m}$ Dopage : 6000ppm</p>	<p>$\eta = 83\%$ $P_{\text{max}} = 1.36\text{kW}$ $A_{\text{eff}} = 900\mu\text{m}^2$</p>	<p>Pompage aux deux extrémités. Refroidissement des deux extrémités par V-groove métalliques thermocontrôlés ($M^2 = 1,4$)</p>
<p>Jena University [55] Janvier 2005</p>	<p>Type: air clad, LMA PCF</p>	<p>$\eta = 75\%$ $P_{\text{max}} = 1,53\text{kW}$</p>	

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons brièvement rappelé les bases fondamentales de la physique des fibres dopées aux ions de terres rares, en introduisant notamment le formalisme de la théorie modale des fibres, des propriétés spectroscopiques des ions de terres rares inclus dans une matrice silice et les équations régissant le comportement énergétique d'un laser à fibre dopée aux ions ytterbium. En prévision des expériences décrites dans les chapitres II et III, nous avons également introduit un modèle analytique simple, validé par une comparaison avec des résultats de la littérature, permettant d'approximer les paramètres critiques d'un laser à fibre, à savoir son efficacité de conversion opto-optique et la puissance de pompage au seuil d'oscillation. Ce modèle simple nous a permis de chiffrer le seuil d'apparition de l'effet Brillouin dans un laser à fibre de dimensionnement typique, effet non linéaire le plus handicapant dans les lasers à fibre fonctionnant en régime d'émission continue et de comprendre les raisons des efforts importants fournis par les équipes de recherche pour concevoir des architectures de laser de nouvelles générations permettant de s'affranchir de ces limitations. Ces nouveaux concepts (et en premier lieu le filtrage des modes d'ordre supérieurs) et ces nouvelles architectures (fibres amplificatrices à large aire modale) font l'objet de la 4^{ème} et dernière partie de ce chapitre.

Chapitre II

Combinaison Cohérente dans un Laser à Fibre à Deux Cœurs Parallèles Dopés Ytterbium

INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent, nous avons rappelé les potentialités offertes par les lasers à fibre et esquissé un tour d'horizon des techniques actuellement mises en œuvre pour lever les verrous que constituent les effets non linéaires pour leur montée en puissance. L'avènement des technologies des fibres pompées par la gaine et des fibres LMA microstructurées associant propagation unimodale du signal et large aire modale, associé aux progrès rencontrés dans le développement de diodes lasers brillantes et puissantes, ont permis aux lasers à fibre d'atteindre des performances tout à fait inenvisageables quelques années auparavant.

Cependant, la nature même de ces lasers induit des limitations intrinsèques de leurs performances. Une propagation unimodale du signal impose donc des contraintes sur le diamètre du cœur et sur la différence d'indice cœur gaine assurant la propagation guidée du signal. Un laser peu sensible aux non linéarités, ayant un cœur de large section, sera très sensible aux pertes par courbures du fait de sa faible ouverture numérique. La limitation de la taille du cœur et donc l'élévation possible de la différence indicielle cœur gaine, permettra un meilleur confinement du champ mais limitera l'aire modale, rendant le laser très sensible aux effets non linéaires. Ces problèmes, qui peuvent être contournés ou amoindris, ne peuvent être simplement supprimés : ils sont intrinsèquement liés à la nature de ce type de sources et constitueront toujours un facteur limitant pour l'amélioration de leurs performances.

C'est pourquoi d'autres voies de recherches font aujourd'hui l'objet d'investigations poussées : une alternative consiste à combiner les faisceaux de sortie issus de N lasers à fibre de puissance modérée, bénéficiant ainsi à la fois d'une répartition dans N fibres dopées de la puissance totale et d'une puissance de sortie augmentant avec le nombre de sources élémentaires combinées.

Ces techniques de combinaison de N lasers, développées dans le passé pour pallier aux problèmes thermiques rencontrés dans les milieux amplificateurs cristallins, sont généralement classées en deux catégories, qualifiées de techniques de combinaison incohérentes ou cohérentes selon que leur mise en œuvre nécessite ou non des relations de phases fixes au cours du temps entre les émetteurs à combiner.

Si pour de nombreuses applications, le choix de l'une ou l'autre des méthodes n'est pas crucial, certaines nécessitent l'emploi de sources à faible largeur spectrale, notamment dans le domaine scientifique (conversion non linéaire efficace) ou militaire (LIDAR, pour la recherche d'aérosols à distance). Dans ce contexte, la combinaison cohérente de sources lasers de puissance nominale limitée a fait l'objet d'efforts de recherche importants dans le passé, pour coupler des diodes lasers [56-57] ou des lasers tout solide [58-59].

Si ces techniques sont bien en place pour les technologies que nous venons d'évoquer, elles n'ont bénéficié aux lasers à fibres que récemment.

L'emploi de ces techniques de combinaison est assujéti à de lourdes contraintes lors du couplage d'un grand nombre de lasers élémentaires distincts (différences de chemin optique inférieures à la longueur de cohérence, analyse puis contrôle de la phase de chaque source élémentaire, etc...).

Compte tenu de ces difficultés, ainsi que des contraintes matérielles et d'encombrement lors de l'augmentation du nombre de sources à combiner, une nouvelle génération de fibres à cœurs multiples a été imaginée. Ce type de structure multicœur est attractif dans le cas des fibres à double gaine, car elle permet l'amélioration de l'absorption du faisceau de pompage, grâce au bon recouvrement de celui-ci avec les cœurs dopés. D'autre part, la répartition de la puissance du faisceau laser sur l'ensemble des cœurs permet de repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires dans le rapport du nombre de guides dopés. Les techniques de mise en phase et de combinaison cohérente mises en place dans le cas de sources lasers discrètes sont opérantes dans le cas de ces fibres à cœur multiples pompés par la gaine. De plus, la sensibilité moindre aux perturbations extérieures est diminuée, les guides élémentaires étant soumis aux mêmes contraintes mécaniques ou thermiques.

Hélas, comme nous allons le montrer en dressant un état de l'art des réalisations expérimentales rapportées jusqu'à ce jour, les travaux concernant ces fibres multicœur rapportent une émission répartie sur un supermode de forte divergence comparée au mode fondamental gaussien [60-66, 79].

Parallèlement aux recherches concernant les fibres dopées multicœur, une méthode interférométrique développée à quelques mois d'intervalle par les laboratoires XLIM en France [67-69], l'Institute for Laser Science au Japon [70-71] et HRL aux Etats Unis [72-74], a permis de démontrer la combinaison cohérente de lasers à fibre vers un faisceau unique correspondant au mode fondamental gaussien. Les premiers résultats ont été obtenus avec des

lasers en configuration Michelson puis Mach-Zehnder pour lesquelles une efficacité de combinaison de 98% a été atteinte [68]. Depuis, jusqu'à huit lasers tout fibrés ont été combinés avec une efficacité minimale de 85% pour une puissance totale de 2,65 Watts sur le mode fondamental gaussien [71]. Cette technique de combinaison de N lasers à fibre élémentaires, quoique très efficace, se révèle comme les autres techniques de combinaison cohérente rapidement difficile à mettre en œuvre, coûteuse (chacun des N lasers nécessitant leur propre source de pompe) et peu compacte, diminuant d'autant son intérêt pratique.

Un pas de plus sera franchi en réussissant à réaliser dans un même composant fibré à plusieurs cœurs dopés, les fonctions d'amplification et de combinaison cohérente des rayonnements par voie interférométrique, pour une émission unimodale transverse de parfaite qualité spatiale, en champ proche comme en champ lointain.

Dans ce chapitre, nous commençons par faire un rapide rappel des techniques utilisées pour combiner de manière cohérente les faisceaux issus de N cavités fibrées, avant de détailler de manière plus approfondie la méthode interférométrique développée dans notre laboratoire. Une présentation théorique du laser interféromètre à deux bras amplificateurs montrera que l'utilisation combinée des propriétés de filtrage de l'architecture interférométrique et d'auto-organisation spectrale des lasers permet la combinaison cohérente des faisceaux issus de 2 lasers à fibre élémentaires.

Dans un deuxième temps, nous concevons et fabriquons une fibre amplificatrice dopée à l'ytterbium, permettant de fusionner les approches fibres à cœurs multiples et combinaison cohérente par voie interférométrique de lasers à fibre monocœur. Nous commencerons par présenter les calculs ayant permis le dimensionnement de la fibre composite utilisée expérimentalement, ainsi que la détermination des paramètres de fusion étirage permettant de coupler localement les cœurs dopés avec un coefficient de partage équilibré dans la bande d'amplification de l'ion ytterbium. Les conséquences d'un éventuel déséquilibre du coefficient de partage sur l'efficacité de combinaison seront également discutées.

Nous expliciterons dans un second temps la réalisation pratique de la fibre localement amincie, composant qui sera ensuite inséré dans une cavité laser à 3 miroirs, permettant une recombinaison de la presque totalité du rayonnement issu des milieux amplificateurs couplés en sortie de cavité sur le mode fondamental de l'un ou l'autre des cœurs dopés. Cette configuration permet simultanément de diviser la longueur d'absorption de la pompe (et donc de la cavité laser) et le confinement transverse de la puissance optique d'un facteur deux et donc de multiplier par quatre le seuil d'apparition des effets non linéaire. Nous examinerons

ensuite les conséquences de cette recombinaison en terme de structuration spectrale du rayonnement émis par la cavité, avant de conclure finalement sur la possibilité d'étendre cette technique de recombinaison à des fibres à cœurs multiples couplés optiquement sur toute la longueur de la fibre, solution alternative qui sera explorée au chapitre 3 dans le cas d'une fibre composite à cœurs concentriques dopés à l'ytterbium.

I COMBINAISON COHERENTE DE LASERS A FIBRE

Dans cette partie, nous introduisons la problématique abordée dans ce chapitre en dressant un état de l'art des différentes techniques de combinaison de faisceaux lasers issus de milieux amplificateurs indépendants. Ces techniques permettent à la fois d'augmenter la brillance de la source recombinaison et de diminuer le confinement spatio-temporel du signal optique et la distorsion thermique dans chaque source élémentaire, dans le rapport du nombre de lasers couplés. Nous concluons cette partie en explicitant la technique de combinaison par voie interférométrique dans des cavités lasers ramifiées, dont les premières démonstrations expérimentales ont été réalisées à l'université de Limoges.

I.1. Combinaison incohérente, combinaison cohérente

Historiquement, c'est de la confrontation aux problèmes thermiques liés à la montée en puissance des sources lasers à milieu amplificateur cristallin -susceptibles de dégrader significativement la qualité spatiale du faisceau- qu'est née l'idée de réaliser la combinaison de faisceaux issus de N sources élémentaires (pompées individuellement à niveau modéré). Les distorsions thermiques engendrées dans chacun des cristaux sont alors faibles devant celles induites dans un seul cristal pompé au même niveau de puissance. Pour ce type de sources à milieu amplificateur massif, l'application de ces techniques de combinaison est corrélée à de fortes contraintes sur la disposition géométrique des sources à combiner et ce quelque soit la méthode de combinaison utilisée (combinaison incohérente ou combinaison cohérente).

Les lasers à fibre, intrinsèquement compacts et flexibles, permettent en partie de relâcher les contraintes sur la disposition géométrique des sources à combiner. De plus, les possibilités uniques offertes par la technique de fusion étirage permettent la conception d'architectures laser ramifiées entièrement fibrées robustes.

C'est donc naturellement que la mise au point des nouvelles technologies de fibres actives pour les fortes puissances (fibres dopées pompées par la gaine, fibres LMA) s'est accompagnée de recherches intensives autour des techniques de combinaison de faisceaux.

Ces techniques, généralement rassemblées en deux grandes classes (combinaison cohérente et incohérente), ont suscité ces dernières années des recherches intensives.

La combinaison incohérente de sources lasers est mise en œuvre en tirant parti soit de la polarisation des rayonnements à combiner, soit de leur spectre d'émission. Dans le premier cas, on réalise le multiplexage en polarisation de deux sources polarisées orthogonalement à travers un cube séparateur de polarisation, afin que les deux faisceaux réfléchis se superposent en sortie du cube en un seul faisceau deux fois plus brillant. L'intérêt de cette technique est néanmoins limité par le nombre de sources susceptibles d'être combinées (deux au maximum). La seconde, applicable à la combinaison d'un grand nombre N de sources élémentaires, repose sur l'ajustement et le décalage relatif des longueurs d'onde d'émission des N sources élémentaires à combiner, puis sur l'emploi d'une optique dispersive afin de superposer les N faisceaux élémentaires, à la fois en champ proche et en champ lointain. Le fait que ces techniques ne nécessitent pas que les sources laser à combiner entretiennent des relations de phase fixes, justifie leur qualification de techniques de combinaison incohérente.

La seconde technique met en jeu le verrouillage, actif ou passif, des phases relatives des sources élémentaires, de sorte que la combinaison s'opère par interférences constructives des faisceaux issus de ces sources. Cette technique peut elle-même être scindée en deux grandes familles : soit le co-phasage des différents émetteurs fibrés conduit à une combinaison de puissance seulement en champ lointain, soit dans les deux espaces de Fourier.

De l'utilisation de l'une ou l'autre de ces techniques de combinaison, découle des contraintes spécifiques, à la fois sur le spectre d'émission des sources élémentaires, leur polarisation, leur déphasage, etc... Ces contraintes sont rassemblées dans le Tableau 3.

<u>Propriétés des sources élémentaires</u>	<u>Combinaison incohérente</u>	<u>Combinaison cohérente</u>
<u>Spectre émis</u>	Non recouvrement des spectres (hormis multiplexage en polarisation)	Recouvrement des spectres
<u>Déphasages relatifs</u>	Pas de contrainte	Verrouillage des phases relatives
<u>Polarisation</u>	Pas de contrainte dans le cas du multiplexage en longueurs d'onde, contrôlée dans le cas du multiplexage en polarisation	Identiques pour toutes les sources sur l'élément combineur
<u>Amplitude relative des champs à combiner</u>	Pas de contrainte	Egales pour toutes les sources

Tableau 3 : Contraintes liées à la mise en œuvre de techniques de combinaison cohérente et incohérente

Ces contraintes sont bien entendu intrinsèquement liées aux processus physiques mis en œuvre, c'est-à-dire une sommation vectorielle des champs des sources élémentaires (interférences constructives) dans le cas de la combinaison cohérente et d'une simple sommation des intensités dans le cas d'une combinaison incohérente.

Cette introduction nous permet de dégager les problèmes généralement rencontrés pour combiner de manière cohérente les rayonnements issus des sorties de N lasers à fibre individuels. En effet, ainsi que nous le rappelons dans le tableau 3, la nature interférentielle de ces techniques nécessite idéalement que les spectres émis par les sources se superposent parfaitement, que leurs états de polarisation soient identiques, que les amplitudes des champs à recombinaison soient les mêmes et que leurs états de phase soient verrouillés à tout instant.

Il est également utile de rappeler que la variation de chemin optique (bruit de phase) mesurée lors de la mise sous tension d'un amplificateur fibré dopé ytterbium commercial de 10W, est équivalente à plusieurs milliers de longueurs d'onde (ce bruit de phase étant principalement lié à la dilatation de la silice soumise à des contraintes thermiques). Une fois l'équilibre thermique atteint, ce bruit de phase peut encore être évalué à plusieurs dizaines de λ dans un milieu aussi peu perturbé qu'un laboratoire. On comprend ici la nécessité -et la difficulté- de verrouiller les phases relatives des lasers à fibre à combiner.

I.2. Etat de l'art sur les méthodes de combinaison cohérente de lasers fibrés

Après cette brève introduction permettant d'aborder la notion de sommation cohérente des faisceaux issus de N lasers indépendants et de mettre en relief les principaux verrous à lever, nous allons dresser la liste des méthodes permettant de réaliser ce type de combinaison. Comme nous l'avons rappelé précédemment, ces méthodes de combinaison cohérente peuvent être répertoriées selon deux grandes catégories : soit le co-phasage des différents émetteurs conduit à une combinaison de puissance seulement en champ lointain, soit dans les deux espaces de Fourier (en champ proche et en champ lointain).

I.2.1. Combinaison cohérente de lasers à fibre en champ lointain par densification de pupille

I.2.1.1. Principe :

Les méthodes de combinaison cohérente appartenant à cette catégorie reposent toutes sur un principe commun : l'architecture multi-bras adoptée conduit à une séparation spatiale des modes fondamentaux issus des N fibres, de sorte que les faisceaux lasers soient séparés en champ proche et se superposent en champ lointain. La distribution spatiale de la puissance optique en champ lointain, transformée de Fourier de la distribution du champ proche dépend alors à la fois de l'arrangement géométrique des N sources élémentaires et de la phase relative entre chacune d'elles. Cette méthode est présentée sur la figure II.1.

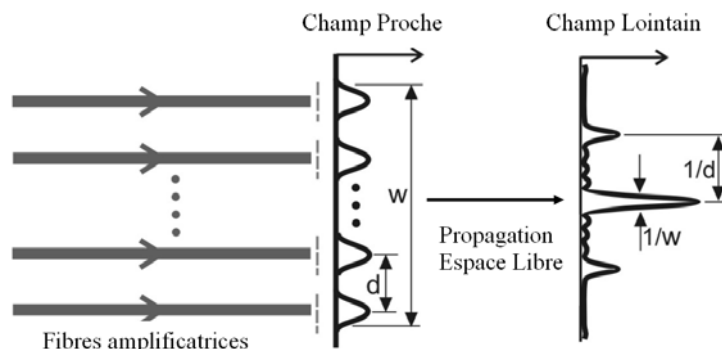


Figure II.1 : Combinaison par densification de pupille : allure des champs proche et lointain.

Cette configuration conduit à une répartition multilobe de l'énergie en champ lointain. Dès lors, plusieurs méthodes permettent de gérer les phases spatiales relatives des monoémetteurs élémentaires de manière à maximiser la fraction de la puissance portée par le lobe central du champ lointain.

I.2.1.2. Contrôle actif des phases relatives des éléments à combiner

L'une des manières d'ajuster les déphasages relatifs des sources à combiner consiste à les contrôler activement. Pour réaliser ce contrôle, le faisceau laser issu d'un oscillateur maître est équi-réparti puis amplifié dans N fibres dopées. On réalise alors une analyse de front d'onde de la figure de diffraction résultante, qui est comparée au mode fondamental de l'oscillateur maître pour générer un signal de rétroaction chargé d'ajuster les déphasages relatifs entre les sources élémentaires afin de maximiser la fraction de puissance portée par le lobe central. C'est cette configuration qui est présentée sur la Figure II.2.

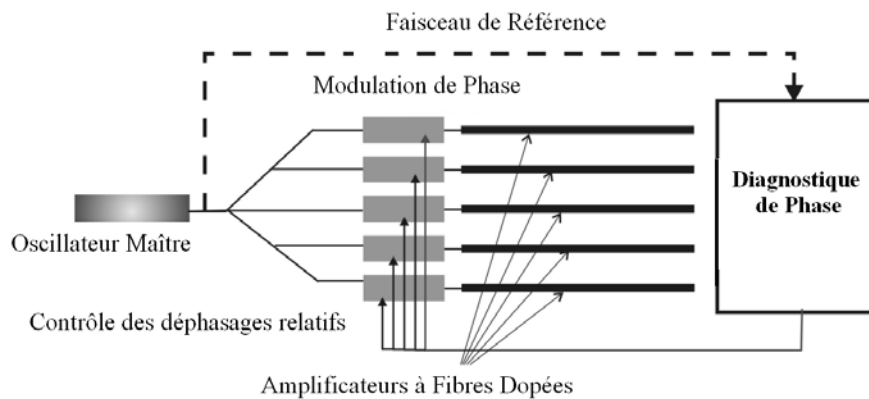


Figure II.2 : Contrôle actif des phases relatives des différents émetteurs en vue d'une combinaison cohérente en champ lointain

Avec cette technique, la combinaison cohérente des rayonnements issus de sept fibres amplificatrices dopées aux ions néodyme a été expérimentée, pour aboutir à une puissance totale de 1,4 Watt (soit 30% de la puissance de sortie totale) dans le lobe central de la figure de diffraction [75]. A plus forte puissance, l'utilisation de modulateurs acousto-optiques en dérive de fréquence pour l'asservissement des déphasages a permis d'effectuer la combinaison cohérente de 2 amplificateurs fibrés dopés ytterbium délivrant chacun 10W de puissance optique. La mise en phase des 2 sources élémentaires [75] a permis d'obtenir plus de 50% de la puissance optique totale dans le lobe central de la figure de diffraction en champ lointain.

Les principaux inconvénients de cette technique de combinaison proviennent tout d'abord de la nécessité d'ajuster précisément les longueurs des fibres amplificatrices constituant les sources élémentaires et de la fibre chargée d'acheminer le faisceau de référence, afin qu'elles présentent une différence de chemin optique inférieure à la longueur de cohérence du rayonnement laser. De plus, la mise en phase des émetteurs élémentaires nécessite la mise en œuvre de systèmes d'asservissement complexes.

I.2.1.3. Mise en phase spontanée des sources élémentaires par couplage évanescent

Une technique de combinaison cohérente par densification de pupille permet néanmoins de s'affranchir du contrôle actif des déphasages relatifs des sources fibrées élémentaires, en tirant parti de la mise en phase spontanée des N sources lorsque celles-ci sont couplées par ondes évanescentes. L'architecture laser constituée de N bras amplificateurs fibrés localement couplés est présentée figure II.3.

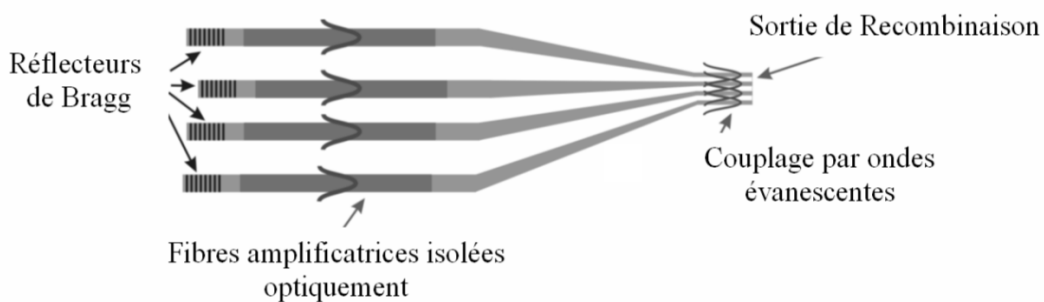


Figure II.3 : Mise en phase d'amplificateurs fibrés dans un résonateur unique par couplage évanescent.

Les mécanismes précis de ce verrouillage des phases relatives des faisceaux issus des N amplificateurs localement couplés sont encore mal compris.

Une approche intuitive consiste à considérer que la distribution transverse du champ dans le plan de sortie de la cavité à N bras (zone fusionnée puis clivée) résulte de la combinaison linéaire de N modes élémentaires de la structure composite totale, encore appelés supermodes de la structure. Cette notion sera longuement discutée au troisième chapitre de ce mémoire. L'intégrale de recouvrement entre les cœurs dopés et la distribution de champ étant dépendante du supermode considéré, une discrimination modale par le gain va spontanément

s'effectuer, de sorte que ne soit émise que la figure de champ (ou combinaison linéaire de supermodes) correspondant au gain maximum. Cette discrimination par le gain se traduit donc par un verrouillage spontané des phases relatives des sources élémentaires et par une émission la figure de champ à pertes minimales.

Les possibilités technologiques apportées par les fibres amplificatrices rendent cette technique de recombinaison cohérente particulièrement attractive pour le couplage de lasers à fibre de forte puissance, le composant recombineur où se produit le couplage par ondes évanescentes pouvant être fabriqué aisément par fusion étirage d'un fagot de fibres dopées, formant ainsi un coupleur en étoile. Le miroir de fond de cavité commun à tous les bras est alors fabriqué par polissage transverse du col du faisceau de fibres. Cette configuration a récemment été testée pour combiner 7 lasers à fibres dopées néodyme (110mW par laser), le couplage par ondes évanescentes dans un coupleur en étoile ayant permis de démontrer la mise en phase de 5 des 7 lasers.

On notera cependant que dans cette configuration, aucun contrôle n'est possible sur la figure de champ émise et seul l'arrangement initial des fibres peut influencer la sélection modale. Compte tenu de la faible longueur de fibres amincies par rapport à la longueur totale de l'amplificateur, de faibles perturbations extérieures subies par les différents amplificateurs doit se traduire par des changements notables dans la figure de champ émise.

I.2.1.4. Mise en phase spontanée par l'emploi d'un élément d'optique diffractive intra-cavité

Une autre manière de combiner en champ lointain les faisceaux issus de N lasers à fibre consiste à tirer parti des propriétés d'auto-organisation spatiale des lasers et de l'utilisation d'un élément d'optique diffractive intra-cavité.

Typiquement, une telle cavité multi-bras comporte N miroirs de fond de cavité et un coupleur de sortie commun, placé dans la direction de l'ordre 0 du composant d'optique diffractive (Figure II.4).

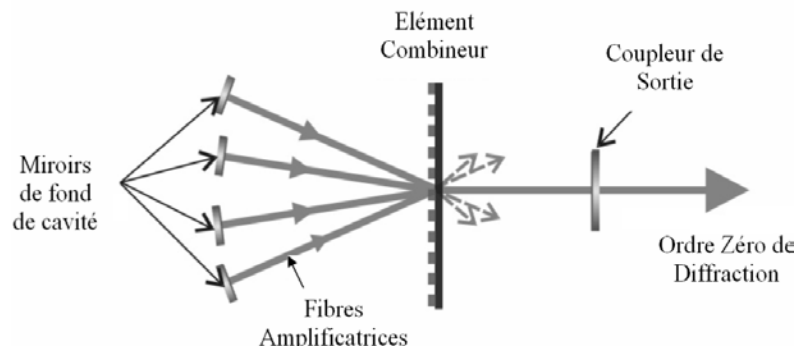


Figure II.4 : Schéma de principe d'un dispositif de combinaison cohérente utilisant un élément d'optique diffractive.

Les faisceaux issus des N sources fibrées sont superposés en champ proche sur le composant d'optique diffractive inséré intra-cavité.

Le verrouillage en phase des rayonnements issus des différentes fibres actives unimodales est imposé grâce aux propriétés d'auto-organisation du rayonnement laser dans la cavité multi-bras : les phases, les amplitudes relatives et le spectre de fréquences temporelles s'auto-ajustent de façon à minimiser les pertes intracavité et obtenir le maximum de la puissance totale sur l'ordre zéro de diffraction du composant combineur. Théoriquement, ce type de dispositif permet une combinaison parfaite des rayonnements issus des N milieux amplificateurs sur l'ordre 0 du composant combineur. En pratique, une efficacité de l'ordre de 80% est envisageable, cette efficacité dépendant fortement de l'intégrale de recouvrement entre le profil du champ en entrée du composant combineur et celui recherché à sa sortie. De plus, la propriété d'auto-ajustement des fréquences émises rend inutile un contrôle des différences de chemin optique entre les différents bras du laser.

Ce type de configuration a permis d'obtenir 70% de la puissance totale émise par trois fibres dopées aux ions néodyme dans l'ordre zéro de diffraction du composant d'optique diffractive utilisé [76].

I.2.2. Combinaison cohérente en champ lointain dans des lasers à fibre multicœur

Ces dernières années, une nouvelle génération de fibres à cœurs multiples a été conçue. Ce type de structure multicœur est attractif dans le cas des fibres à double gaine afin d'améliorer l'absorption du faisceau de pompage grâce au bon recouvrement entre celui-ci et les cœurs dopés. D'autre part, la répartition de la puissance du faisceau laser sur l'ensemble des cœurs permet de diminuer de façon significative les effets non-linéaires dans la fibre composite. Les premiers travaux concernant ces fibres à cœurs multiples ont été rapportés au début des années 2000.

Ces fibres composites peuvent être assimilées à une juxtaposition de guides unimodaux amplificateurs, entourés d'une gaine commune. Grâce à la technologie du pompage par la gaine, ces cœurs dopés sont pompés par un même faisceau pompe et les techniques de combinaison explicitées dans le cas de sources fibrées unimodales discrètes sont employées pour réaliser une mise en phase des sources élémentaires que constituent les N cœurs dopés.

Selon le profil opto-géométrique adopté, les cœurs dopés peuvent être ou non couplés électromagnétiquement. L'étude du couplage électromagnétique dans ces fibres à cœurs multiple fera l'objet d'un développement théorique précis dans le cas de fibres à deux cœurs concentriques dans le chapitre 3, nous nous contenterons ici d'exposer les résultats expérimentaux obtenus par les différentes équipes de recherche.

Dans le cas où les cœurs sont suffisamment éloignés pour empêcher tout recouvrement entre modes fondamentaux des guides considérés isolément et donc tout couplage, la situation est identique à celle exposée au paragraphe I.2.1 dans le cas de N lasers fibrés élémentaires combinés par densification de pupille.

Dans cette configuration, l'équipe du professeur Glas du Max Born Institute de Berlin a proposé d'inclure une fibre à 18 cœurs dopés néodyme dans un résonateur de Talbot. Dans cette fibre, les cœurs étaient disposés en anneau sur la circonférence de la gaine, équidistants les uns des autres, mais suffisamment éloignés pour interdire tout couplage. Une représentation de la fibre et de la cavité laser utilisée est présentée sur la figure II.5.

La symétrie et la périodicité de la structure multicœur conduit à une distribution azimutale du champ proche périodique s'auto-imageant azimutalement par propagation en espace libre à une distance Z_T appelé distance de Talbot. A cette distance, les différents émetteurs

mélangent leurs rayonnements pour établir une nouvelle structuration spatiale périodique. C'est ce mélange qui assure un couplage mutuel de proche en proche des émetteurs lorsque le coupleur de sortie est positionné à la distance $Z_T/2$: les phases des champs issus des 18 cœurs sont forcées à s'auto-ajuster afin de minimiser les pertes intra-cavité. 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 limitées : un maximum de 10% de la puissance extraite est porté par le lobe central de la figure du champ lointain et un maximum de 5,5W de puissance laser est obtenue sous 36 W de pompe : ceci s'explique par la divergence radiale du faisceau en sortie de fibre, non compensée par effet Talbot.

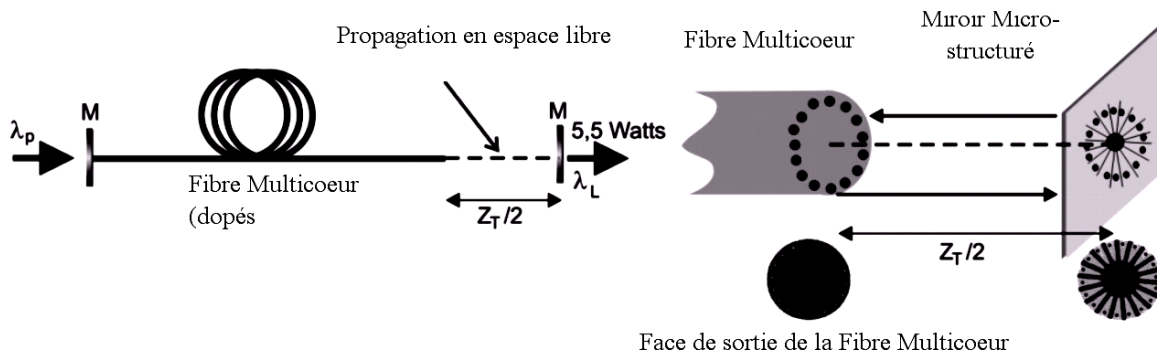


Figure II.5 : Schéma d'une cavité laser à fibre multicœur dopée néodyme [65].

Une seconde voie de recherche, dont les résultats semblent nettement plus prometteurs, consiste à travailler avec des fibres dont les cœurs dopés sont suffisamment proches pour assurer un couplage des modes se propageant dans la structure composite. L'étude théorique de telles fibres multicœurs peut être abordée par le formalisme des modes couplés, mis en place dans le cas des fibres optiques par Marcuse [5] à la fin des années 1970, ou par le formalisme des modes orthogonaux de la structure totale, dont un développement théorique précis a été proposé par Snyder et Love [77] au début des années 1980.

Cette théorie, développée au chapitre 3 pour étudier théoriquement le comportement modal d'une fibre à deux cœurs concentriques, prévoit qu'une fibre à N cœurs unimodaux couplés électromagnétiquement 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.

Prenons l'exemple d'une fibre à sept cœurs constituée d'un cœur central et de six cœurs situés sur les sommets d'un hexagone (voir Figure II.6) :

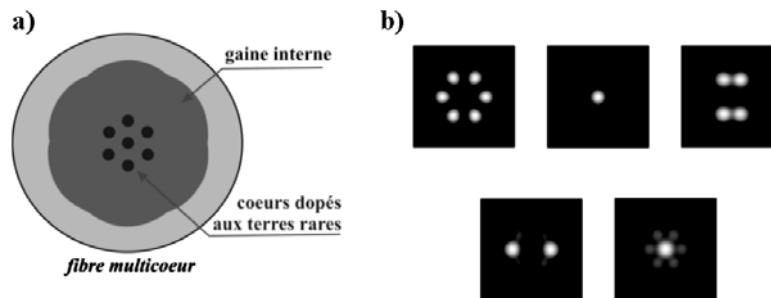


Figure II.6 : a) Fibre à 7 cœurs couplés, b) Répartition transverse du champ de 5 des 7 supermodes de la fibre calculés par la méthode des éléments finis.

Des méthodes numériques, basées notamment sur le maillage de la structure multicœur et la résolution des équations de Maxwell dans chacun des sous éléments de maillage (méthode des éléments finis, qui sera largement utilisée au chapitre 3), permettent de déterminer les figures de champ associées aux modes transverses de la structure composite, également appelés supermodes du guide multicœur. Les répartitions transverses du champ électromagnétique de quelques supermodes d'une fibre à sept cœurs couplés ont été calculées à l'aide de la méthode des éléments finis et sont données à la figure II.6.b.

Dans le cas général, la figure de champ résultante en sortie de fibre multicœur après propagation résulte d'une combinaison linéaire des supermodes, avec une pondération dépendante des conditions d'excitation à l'entrée de la fibre et des contraintes mécaniques (courbures) extérieures.

Néanmoins, dans le cas de lasers à fibre à N cœurs dopés couplés, il est possible de tirer parti des propriétés d'auto-organisation des lasers pour effectuer une sélection du supermode (ou une combinaison linéaire particulière de quelques supermodes) engendrant des pertes minimales sur un aller retour de cavité. Pour expliciter cette idée, envisageons l'architecture classique de la Figure II.7.

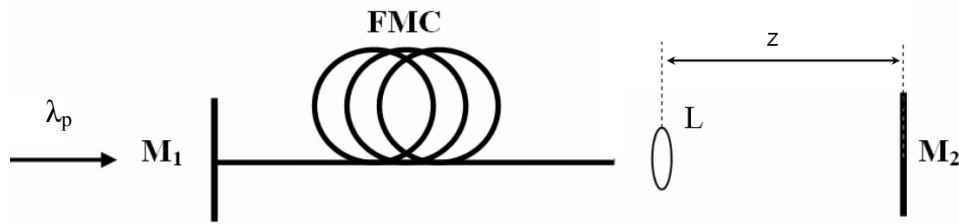


Figure II.7 : Laser à fibre multicœur (FMC) : M_1 , miroir dichroïque T_{max} à λ_p , R_{max} à λ_s , M_2 : coupleur de sortie, L : lentille

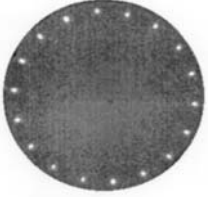
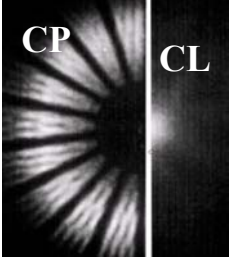
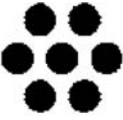
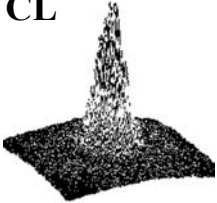

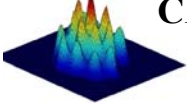
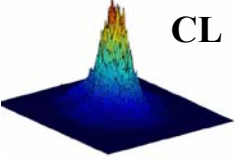
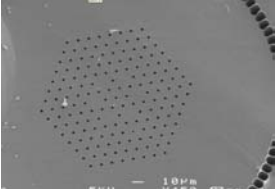
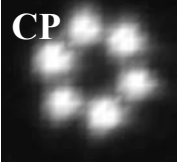

Dans cette configuration de résonateur de type Fabry Pérot, la figure de champ proche en sortie de la fibre est imagée par une lentille sur le coupleur de sortie. La cavité laser n'est donc pas entièrement fibrée et une partie de la propagation s'effectue en espace libre, entre la sortie de la fibre et le miroir M_2 . Les pertes subies par chacun des supermodes après un double passage dans la lentille et une propagation en espace libre sur une distance $2z$ dépendent de leur structuration spatiale en sortie de fibre, de sorte que le laser à fibre multicœur s'auto-organise pour osciller spontanément sur une combinaison linéaire de supermodes occasionnant des pertes minimales.

Les effets de sélection par le gain et de compétition intermodale transverse intra-cavité ont été observés par Cheo et al [64] dès 2001 pour sélectionner l'émission du supermode 1 (les faisceaux élémentaires émis par chacun des cœurs sont en phase) d'une structure à 7 cœurs. La figure de diffraction en champ lointain présentait alors un lobe central contenant près de 80% de la puissance totale. Après avoir préalablement suggéré que la mise en phase spontanée des faisceaux issus des cœurs était due à une dépendance non linéaire du profil indiciel de la fibre composite [64-65], l'équipe a montré dans une étude théorique de différentes architectures de lasers à fibre multicœur [78] que cette sélection modale était expliquée en terme de compétition de modes transverses intra-cavité.

La réalisation la plus récente de laser à fibre multicœur, rapportée en 2005 par Michaille et al [79] fusionnait les approches fibres à cœurs multiples et fibres microstructurées air silice à large aire modale. Deux fibres ont été fabriquées par la société Crystal Fiber, possédant respectivement 6 et 7 cœurs. Pour cette seconde réalisation, les auteurs rapportent également la sélection du supermode 1, présentant une aire effective de $1135\mu\text{m}^2$, cette performance constituant par conséquent un record pour un laser unimodal transverse. Cependant, les auteurs ne précisent pas l'étendue géométrique du faisceau laser obtenu, fatalement plus

importante que dans le cas d'un laser émettant un faisceau gaussien. Un résumé de ces travaux est présenté dans le Tableau 4.

Tableau 4 : Publications et résultats clés concernant les fibres dopées multicoeurs

Laboratoire [Référence] Date de publication	Caractéristiques de la fibre, Performances, Remarques	Géométrie Fibre	Champ proche (CP)/ Champ lointain (CL)
<p>Berlin Max Born Institut [60-63] Première publication : Octobre 2000</p>	<p>Dopage Nd Puissance pompe=36W P_{laser} = 5,5W 10% de la puissance dans le lobe central de la figure de diffraction en champ lointain</p>	 <p>18 cœurs répartis sur un anneau</p>	
<p>U.S Air Force and PC Photonics Corp. [64 -65] Première publication : Mai 2001</p>	<p>7 cœurs Dopage Yb Puissance pompe=8W P_{max}=5W</p>		<p>CL</p> 
<p>PC Photonics Corp. [66] Décembre 2004</p>	<p>19 cœurs Architecture amplificateur 20 dB de gain injection sélective cœur central</p>		<p>CP</p>  <p>CL</p> 
<p>QinetiQ Malvern and Crystal Fibre [79] Juillet 2005</p>	<p>7 cœurs (6cœurs) Dopage Yb P_{max}=45 W (42W)</p>		<p>CP</p>  <p>CL</p> 

I.2.3. Combinaison cohérente en champ proche et en champ lointain : sommation par contraintes imposées au spectre de fréquences temporelles dans un dispositif interférométrique

I.2.3.1. Combinaison cohérente, en champ proche et en champ lointain, de 2 lasers à fibre dans un résonateur incluant un interféromètre de Michelson

Les techniques que nous venons brièvement d'évoquer, qui combinent les différents faisceaux élémentaires uniquement en champ lointain, ont l'avantage d'être compatibles avec de forts niveaux de puissance. L'amplification est réalisée dans plusieurs fibres actives différentes et la combinaison est obtenue hors de ces fibres et hors cavité. Cependant, ces configurations à sorties multiples engendrent une figure de diffraction à l'infini dont les lobes secondaires inutiles peuvent porter une large part de la puissance totale.

Pour palier ce problème, plusieurs groupes [67-74], parmi lesquels un groupe de recherche du laboratoire Xlim, ont développé une méthode de combinaison interférométrique vers un faisceau unique correspondant au mode fondamental gaussien. Cette méthode est basée à la fois sur les propriétés d'auto-organisation d'un laser, c'est-à-dire sa propension à émettre sur les modes longitudinaux de moindres pertes et sur une architecture laser de type interféromètre. Ce concept sera exposé en détail au paragraphe suivant.

La configuration la plus simple est présentée à la Figure II.8.

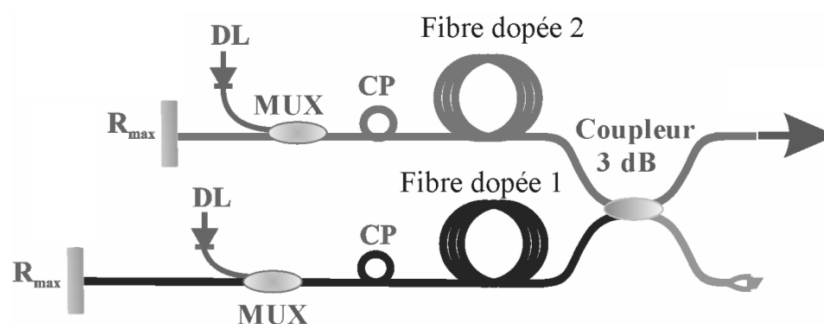


Figure II.8 : Laser interféromètre de Michelson fibré. CP : contrôleur de polarisation. MUX : multiplexeur en longueur d'onde. DL : diode laser.

Une telle architecture comporte deux fibres amplificatrices indépendantes connectées à un coupleur fibré standard 50:50 où est réalisée la sommation cohérente des champs. Une des

voies de sortie du coupleur est refermée par un miroir de sortie (réseau de Bragg ou réflexion de Fresnel sur la face clivée droite de la fibre) alors que l'autre voie du coupleur est clivée en angle pour éviter toute rétroaction parasite dans la cavité. Le laser oscille alors spontanément sur les fréquences de résonance pour lesquelles se produisent des interférences constructives sur la voie commune de l'interféromètre où est placé le coupleur de sortie.

Les premiers résultats ont été obtenus avec des lasers en configuration Michelson puis Mach-Zehnder à l'université de Limoges, avec des efficacités de combinaison de 98% [68]. Les dispositifs expérimentaux sont présentés sur la figure II.9.

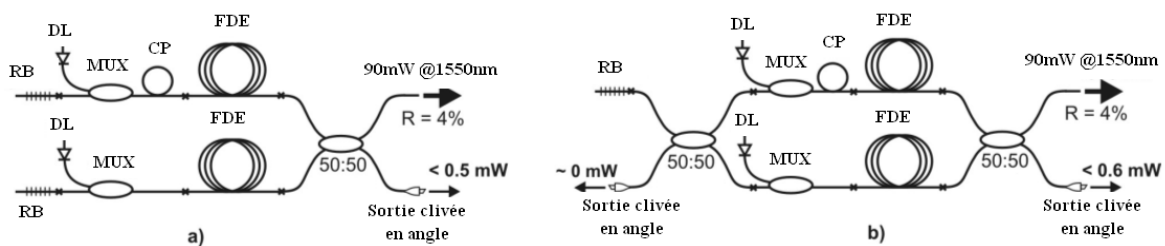


Figure II.9 : Schémas des lasers fibrés interféromètres: a) Michelson, b) Mach-Zehnder. DL : diode laser de pompe à 980 nm ; FDE : fibre dopée erbium ; RB : Réflecteur de Bragg à 1550 nm ; MUX : multiplexeur en longueurs d'onde; CP: contrôleur de polarisation. Les coupleurs utilisés présentent des coefficients de partage de 50%.

Depuis, jusqu'à huit lasers tout fibré ont été combinés avec une efficacité maximale de 85% pour une puissance totale de 2,65 Watts sur le mode fondamental gaussien [71]. A haute puissance, les fortes densités de puissance susceptibles d'être atteintes dans des coupleurs standard fabriqués par fusion étirage ont conduit les équipes de recherche à développer des architectures hybrides. La combinaison cohérente des faisceaux élémentaires s'effectue dans ce cas hors fibre, les champs issus des N fibres dopées interférant sur des lames séparatrices 50/50. Une architecture arborescente en espace libre a ainsi permis de coupler 10 lasers à fibre dopée ytterbium émettant chacun 2W, avec une efficacité de combinaison de 90% [72]. De la même façon, 2 laser émettant 100W chacun ont été combinés avec une efficacité supérieure à 95% [72].

I.2.3.2. Combinaison cohérente dans un laser multicœur interféromètre

Malgré son efficacité, l'utilisation de cette technique de combinaison cohérente par voie interférométrique est intrinsèquement limitée par des contraintes technologiques lors de la montée en puissance et/ou de l'augmentation du nombre de guides élémentaires à combiner. En effet, le nombre de composants nécessaires au pompage des fibres dopées, à l'ajustement des polarisations des différents émetteurs et enfin au couplage des faisceaux s'accroissant avec le nombre de lasers à combiner, ces architectures arborescentes deviennent rapidement trop encombrantes et complexes pour être compatibles avec des applications industrielles par exemple.

L'idée a donc germé au sein du groupe photonique du laboratoire Xlim de profiter des expertises relatives au contrôle cohérent des rayonnements lasers d'une part, de la fabrication et de la caractérisation de fibres spéciales d'autre part, pour réaliser une source laser fibrée multicœur assurant simultanément les fonctions de divisions d'amplitude, d'amplification en parallèle et de recombinaison. Un synoptique de la source imaginée est présenté sur la figure II.10.

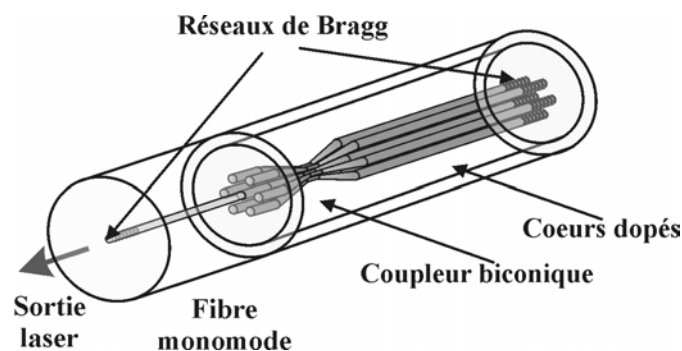


Figure II.10 : Fibre à cœurs multiples dopés localement amincie

Les cœurs dopés sont ici suffisamment éloignés pour éviter tout couplage électromagnétique, les champs circulant dans les différents cœurs n'interférant qu'au niveau d'un coupleur biconique réalisé par fusion étirage.

Ce type de sources combine les avantages intrinsèques des fibres à cœurs multiples (longueur d'absorption et densité de puissance par unité de surface divisées dans le rapport du nombre de guides dopés) et des méthodes de combinaison interférométrique (qualité de faisceau optimale en champ proche et en champ lointain).

Les verrous à surmonter sont nombreux. Des verrous technologiques tout d'abord : l'idée la plus simple pour fabriquer ce type de fibre à cœurs dopés multiples est d'adapter la technologie d'assemblage-étirage développée pour les fibres micro-structurées air silice. En effet, l'absence de symétrie de révolution de la géométrie multicœur oblige à adjoindre au procédé MCVD utilisé classiquement pour la fabrication des fibres dopées aux ions terres rares une étape d'usinage. Une solution apparemment simple consisterait par exemple à inclure des barreaux de silice dopée dans une préforme de silice pure préalablement percée.

Ces barreaux de silice dopée constituent en eux-mêmes un obstacle majeur : la fabrication de plusieurs cannes dopées de quelques centaines de micromètres de diamètre, susceptibles de constituer les cœurs de la préforme milli-structurée, peut être envisagée par fibrage d'un barreau dopé. Or, un diamètre de barreau dopé supérieur à 5mm de diamètre pour environ 30 à 40cm de longueur est nécessaire pour réaliser ce fibrage, ce qui constitue aujourd'hui une prouesse a priori inenvisageable par la technologie MCVD.

Des recherches poussées de fournisseur de silice dopée auprès de l'industrie verrière, ou de fabricants de cristaux dopés, se sont révélées infructueuses. De ce constat est née une collaboration entre les laboratoires Xlim et SPCTS de Limoges pour développer un procédé de fabrication de silice dopée alternatif à la technique MCVD, par voie chimique Sol Gel. Maîtriser la fabrication de forts volumes de silice dopée de qualité optique (transparence, pureté) lèverait un verrou technologique majeur pour la fabrication de fibres à profils exotiques. Cette alternative pourrait également constituer une technologie viable pour la production de matériaux nouveaux, adaptés aux exigences actuelles (transport de rayonnement UV, optique intégrée, etc...). Il est à noter que l'idée de fabriquer des préformes de fibres optiques par procédé Sol Gel n'est pas née qu'à Limoges, puisqu'une première réalisation de laser à fibre dopée ytterbium fabriquée par voie Sol Gel a fait l'objet d'une publication très récente [80].

Je n'ai par conséquent pas disposé pendant la durée de ma thèse d'une préforme dopée de volume suffisant à la fabrication d'une fibre dopée à sept cœurs, comme cela était originellement prévu. Néanmoins, le principe suggéré a pu être démontré dans le cadre de ma thèse pour une fibre à deux cœurs dopés réalisée à partir d'une unique préforme monocœur, utilisée dans une architecture laser interféromètre. Le synoptique de ce laser est donné figure II.11.

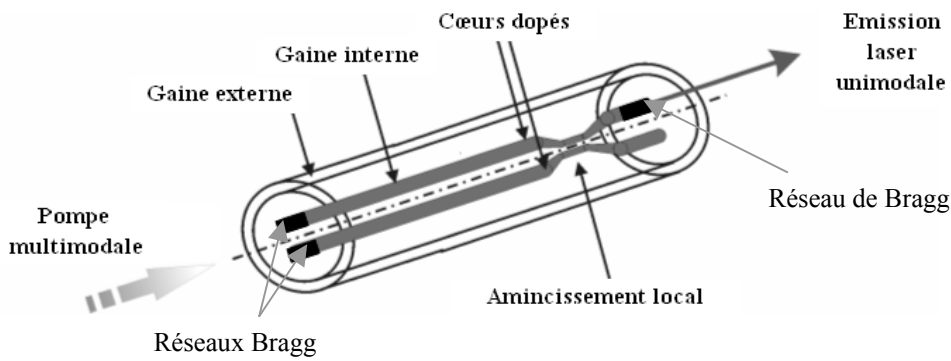


Figure II.11 : Laser interféromètre à fibre bicœur dopée ytterbium

Dans la partie suivante, nous allons commencer par expliciter le principe de la combinaison de puissance dans un laser interféromètre de Michelson, avant de discuter de son application à une fibre bicœur dopée à l'ytterbium.

Nous détaillerons ensuite la fabrication du composant (préforme, fibrage, amincissement) et les résultats expérimentaux obtenus en configuration laser. Nous montrerons alors qu'il est possible d'obtenir une recombinaison stable des rayonnements en sortie d'un des cœurs dopés de la fibre, en dépit du caractère interférométrique de la cavité utilisée. Nous montrerons également expérimentalement que le rayonnement émis par le laser interféromètre bicœur possède une structuration spectrale périodique, qui constitue une signature de la combinaison cohérente des rayonnements issus des cœurs dopés de la fibre.

II COMBINAISON COHERENTE DANS UN LASER INTERFEROMETRE A FIBRE A DEUX CŒURS PARALLELES DOPES YTTERBIUM : PRINCIPE ET ETUDE ANALATYQUE

Après avoir dans la partie précédente introduit les différentes techniques susceptibles d'être utilisées pour combiner de manière cohérente les rayonnements issus de plusieurs émetteurs élémentaires, nous allons dans cette partie détailler plus spécifiquement la méthode interférométrique développée au laboratoire. Le principe sera introduit phénoménologiquement par une analogie avec des travaux plus anciens, concernant la structuration spatiale du rayonnement émis par une source laser massive par contraintes imposées dans les deux espaces de Fourier d'une cavité laser. Nous aborderons alors la notion de combinaison cohérente par contraintes imposées dans le spectre de fréquences temporelles dans une cavité interférométrique de Michelson, dont nous proposerons une étude analytique. Nous proposerons alors l'utilisation de cette technique dans le cas d'une fibre à deux cœurs parallèles localement couplés, en examinant notamment les conséquences d'un éventuel déséquilibre du coupleur fabriqué par fusion-étirage sur l'efficacité de combinaison des rayonnements issus des deux cœurs de la fibre.

II.1. Contrôle de l'émission laser par contraintes spatiales : cavité laser à transformée de Fourier

Nous avons rappelé en introduction que les techniques de combinaison de faisceaux issus de lasers à fibre ont été au préalable développées pour la combinaison de sources lasers de technologie non fibrée, à cristal amplificateur ou à semi conducteur.

Une de ces techniques, a été développée à la fin des années 90 à l'université de Limoges, utilisant une cavité à transformée de Fourier pour coupler intra cavité de deux à huit faisceaux gaussiens issus d'un même cristal amplificateur pompé longitudinalement. Le dispositif expérimental est présenté sur la figure II.12.

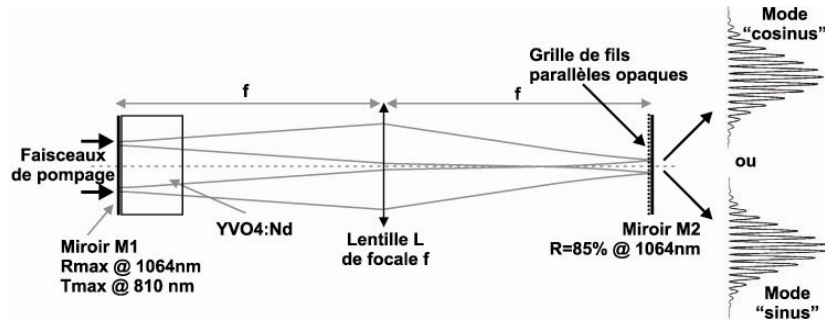


Figure II.12 : Combinaison cohérente de deux faisceaux gaussiens dans une cavité à transformée de Fourier

La cavité est refermée par deux miroirs M_1 et M_2 , situés dans les plans focaux d'une lentille convergente L . Un même cristal $\text{Nd}:\text{YVO}_4$, placé contre le miroir M_1 est pompé symétriquement par rapport à l'axe optique par deux diodes laser unimodales, de manière à obtenir deux faisceaux gaussiens constituant les sources élémentaires à combiner. Cette combinaison est réalisée au niveau du coupleur de sortie M_2 , où s'affiche le spectre de fréquences spatiales résultant des interférences entre les deux sources à combiner. Dans ce plan, un filtre spatial constitué de bandes équidistantes opaques, impose la position des minima nuls du champ et donc une relation de phase constante entre les deux sources élémentaires.

Ainsi, l'ajout de conditions aux limites particulières (ou plus exactement de contraintes dans le spectre de fréquences spatiales) conduit à privilégier l'établissement d'un mode à pertes minimales, les phases relatives des deux sources s'ajustant spontanément pour satisfaire à ces conditions : Cette discrimination modale s'explique par les propriétés d'auto-organisation du laser, qui oscille spontanément sur les modes subissant les pertes minimales sur un aller-retour dans la cavité.

Cette technique, qui permet de privilégier l'établissement d'un mode correspondant à la combinaison de plusieurs faisceaux gaussiens élémentaires par filtrage intra cavité dans le spectre des fréquences spatiales, peut également être utilisé pour coupler plusieurs sources en imposant des contraintes dans le spectre des fréquences temporelles : c'est sur ce principe que repose la méthode de combinaison cohérente dans un laser interféromètre, que nous allons détailler dans le paragraphe suivant.

II.2. Combinaison cohérente par contraintes dans le spectre de fréquences temporelles

II.2.1. Description du laser interféromètre

Le synoptique du laser interféromètre de Michelson tel que nous l'utiliserons dans les expérimentations décrites dans ce chapitre, est donné à la figure II.13.

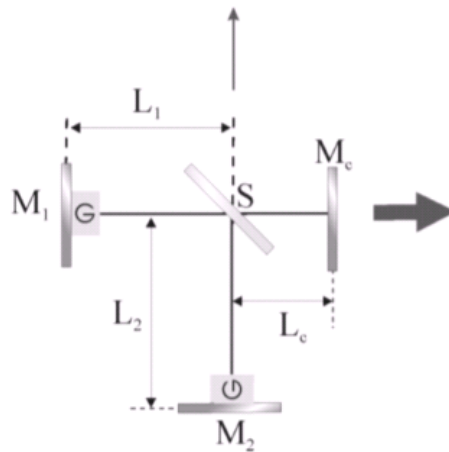


Figure II.13 : laser interféromètre de Michelson

Une telle cavité laser interféromètre est parfois appelée cavité de Domenico-Seidel, du nom des inventeurs de cette architecture originale utilisée originellement pour concevoir des oscillateurs à gaz monofréquence [81].

Un tel résonateur est équivalent à un résonateur Fabry-Perot classique, dont le miroir de fond de cavité est remplacé par un interféromètre de type Michelson constitué de l'association des composants optiques M_1 , M_2 , S . Cet interféromètre peut être assimilé à un miroir de réflectivité dépendant de la longueur d'onde du rayonnement incident et nous le noterons par la suite M_k . A travers une séparatrice, deux cavités résonnantes de longueurs optiques (L_1+L_c) et (L_2+L_c) partagent une voie commune de la cavité laser, fermée par le coupleur de sortie M_c . L'amplification est réalisée par l'intermédiaire de deux milieux amplificateurs, respectivement placés dans chacun des deux bras (1 et 2) du laser qui sont opposés au coupleur de sortie M_c .

Ce synoptique est parfaitement équivalent à la cavité à fibre à deux cœurs parallèles dopés qui sera étudiée expérimentalement : le coupleur biconique est représenté par une séparatrice S sur laquelle interfèrent les faisceaux issus des deux cœurs dopés, ici assimilés à deux milieux

amplificateurs présentant un gain net G . La différence de marche entre les bras de l'interféromètre ΔL est quant à elle assurée dans le cas de la fibre à deux cœurs parallèles par une différence entre constantes de propagation des modes fondamentaux des deux cœurs couplés (ceci suppose une différence de profil opto-géométrique des deux cœurs : ce point sera discuté par la suite).

Dans cette partie, nous nous proposons dans un premier temps de considérer la cavité interféromètre purement passive, en négligeant le gain pour former la réponse spectrale globale de la cavité interférométrique (paragraphe II.2.3).

Dans un second temps, le gain des deux bras de l'interféromètre actif sera pris en compte pour évaluer l'incidence d'un éventuel déséquilibre de la séparatrice (ou du coupleur biconique) sur l'efficacité de recombinaison des rayonnements issus des deux milieux amplificateurs couplés (paragraphe II.2.4).

Dans un souci de simplicité, l'ensemble des raisonnements proposés ici s'appuie donc sur les notations de la Figure II.13. Les résultats formulés sont bien entendus immédiatement transposables au cas d'une fibre double cœur.

Remarque importante : nous avons rappelé dès le début de ce chapitre les contraintes spécifiques liées à la combinaison cohérente de faisceaux laser élémentaires. Dans la suite de cet exposé théorique, nous supposons que les ondes interférant au niveau de la séparatrice possèdent les mêmes composantes spectrales, présentent des amplitudes et des polarisations identiques.

II.2.2. Principe

La combinaison cohérente des rayonnements issus des deux bras de l'interféromètre actif résulte :

D'une part, de la dépendance fréquentielle du coefficient de réflectivité du miroir M_k équivalent au système (S, M_1, M_2) , ce système opérant un filtrage spectral périodique intra cavité.

D'autre part de la présence du coupleur de sortie M_c sur le bras commun du laser interféromètre, exerçant une rétroaction différentielle entre les deux voies de sortie de l'interféromètre.

En effet, le laser s'auto-organise spectralement pour n'osciller que sur les modes longitudinaux subissant les pertes minimales, c'est-à-dire pour n'émettre que les fréquences temporelles correspondant à des interférences constructives sur le bras commun de l'interféromètre. Les fréquences temporelles correspondant à une réflectivité minimale du miroir M_k , nécessitent trop de gain pour osciller et ne seront donc pas émises.

Dans la suite de cette partie, nous allons calculer les fréquences de résonance autorisées à osciller dans la cavité à 3 miroirs, correspondant aux maxima de la fonction de transfert du système interférométrique et qui subissent par conséquent les pertes minimales. Pour cela, nous allons considérer la réponse spectrale globale du résonateur de Fabry-Pérot constitué du coupleur de sortie M_c et du miroir M_k équivalent au système (S, M_1, M_2) .

II.2.3. Fonction de transfert globale de la cavité interféromètre

La réponse spectrale globale de la cavité 3 miroirs correspond à celle d'un résonateur de Fabry Pérot ($M_c M_k$) dans laquelle on remplace la réflectivité du miroir de fond de cavité M_k de l'interféromètre de Michelson par la réflectivité d'un interféromètre de Michelson (S, M_1, M_2), Cette cavité est représentée sur la Figure II.14.

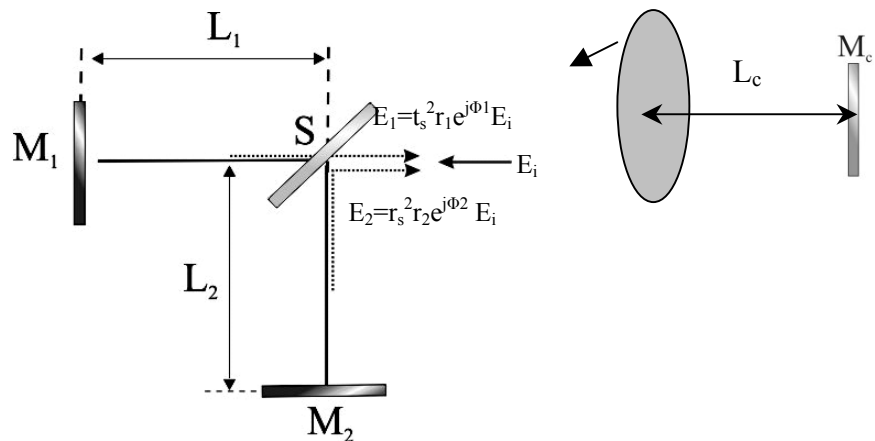


Figure II.14 : Cavité interférométrique de Michelson : le miroir de fond de cavité M_k d'un résonateur Fabry Pérot (voir insert) est remplacé par un interféromètre de Michelson.

Les miroirs M_1 et M_2 seront supposés avoir respectivement une réflectivité en intensité r_1^2 et r_2^2 maximum égale à 1 et la réflectivité et la transmittivité en intensité de la séparatrice vérifient $r_s^2 + t_s^2 = 1$.

Afin de déterminer la réflectivité complexe de l'interféromètre, on suppose qu'on illumine le miroir de fond de cavité M_k , formé par le système optique (M_1, M_2, S) par une onde plane

monochromatique incidente dont le champ est noté E_i . Le coefficient de réflexion en intensité est alors donné par :

$$R_k = \left| \frac{E_k^r}{E_k^i} \right|^2. \quad \text{[II-1]}$$

On considère à la fois les déphasages occasionnés par la propagation des champs dans les bras de l'interféromètre et les réflexions et transmissions des composants S, M_1 et M_2 .

Le déphasage Φ_i introduit par la propagation d'une onde plane monochromatique après un aller retour sur le bras de longueur L_i est donnée par :

$$\Phi_i = \frac{4\pi}{c} f \cdot L_i \quad \text{[II-2]}$$

où c et f désignent respectivement la vitesse de la lumière dans le vide et f la fréquence du rayonnement. Soient r_c et t_c respectivement les coefficients de réflexion et de transmission en champ du coupleur de sortie, r_1 et t_1 ceux du miroir M_1 et r_2 et t_2 ceux du miroir M_2 . On supposera toutes ces grandeurs réelles et positives.

L'expression du champ réfléchi E_r par le système S, M_1 , M_2 est donné par :

$$E_r = E_1 + E_2 \quad \text{[II-3]}$$

où E_1 désigne le champ sur la voie commune provenant du bras de longueur L_1 de l'interféromètre et E_2 celui provenant de l'autre bras. Les écritures respectives de ces champs sont reportées sur la figure II.14 et l'utilisation de la relation de Stokes $t_s^2 = 1 - r_s^2$ permet d'écrire le champ réfléchi E_r :

$$E_r = \left\{ (1 - r_s^2) r_1 e^{j\Phi_1} + r_s^2 r_2 e^{j\Phi_2} \right\} E_i \quad \text{[II-4]}$$

En supposant les deux miroirs M_1 et M_2 parfaitement réfléchissants sur la bande spectrale considérée, ($r_1 = r_2 = 1$), on détermine le coefficient de réflexion en champ de l'interféromère r_k , qui est donné par :

$$r_k = \frac{E_r}{E_i} = (1 - r_s^2) e^{j\Phi_1} + r_s^2 e^{j\Phi_2}, \quad \text{[II-5]}$$

et par conséquent un coefficient de réflexion en intensité R_k :

$$R_k = \left| \frac{E_r}{E_i} \right|^2 = (1 - r_s^2)^2 + 2r_s^2(1 - r_s^2) \cos(\Delta\Phi) \quad \text{[II-6]}$$

avec $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$. On retrouve l'expression bien connue de la fonction de transfert sinusoïdale de l'interféromètre de Michelson de période de modulation Δf inversement proportionnelle à la différence de marche $\Delta L = L_2 - L_1$ entre les bras de l'interféromètre.

Dans le cas où $r_s^2 = 0,5$, on a $R_k = \left| \frac{E_r}{E_i} \right|^2 = \frac{1 + \cos(\Delta\Phi)}{2}$. Nous allons calculer les fréquences de résonance de la cavité 3 miroirs pour cette situation. Lorsque l'interféromètre est éclairée par une source polychromatique, le spectre relevé sur la voie de sortie du faisceau incident $E_1(f)$ résulte du produit du spectre incident $E_i(f)$ (gaussien sur la Figure II.15) par la fonction de transfert sinusoïdale de l'interféromètre de Michelson $\left| \frac{E_r}{E_i} \right|^2$. Sur l'autre voie de sortie sont émises les composantes spectrales complémentaires et donc un spectre $E_2(f)$ symétrique de $E_1(f)$. Ceci est présenté sur la figure II.15.

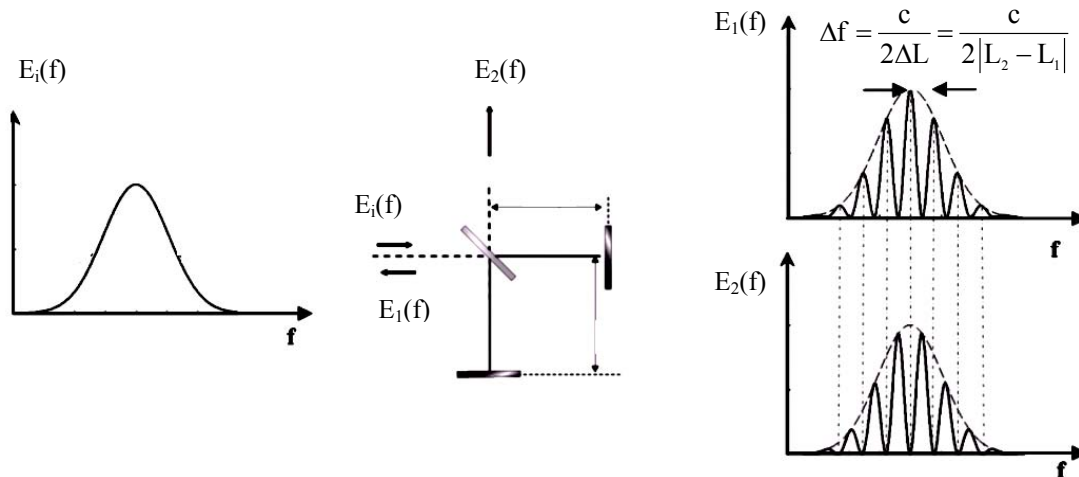


Figure II.15 : Réponse spectrale du miroir de fond de cavité M_k

On considère maintenant la réponse spectrale globale du résonateur Fabry Péro constitué du coupleur de sortie et du miroir M_k de réflectivité r_k (voir la Figure II.14), afin de calculer les fréquences de résonance autorisées à osciller dans la cavité 3 miroirs. Ces fréquences correspondent aux maxima de la fonction de transfert du système interférométrique garantissant une efficacité de combinaison maximale

Le coefficient de réflexion en champ bien connu d'un résonateur de type Fabry-Pérot est donné par :

$$r_{eq} = \frac{E_0^r}{E_0^i} = \frac{r_c + r_k e^{j\frac{4\pi L_c}{c}}}{1 + r_c r_k e^{j\frac{4\pi L_c}{c}}} \quad \text{[II- 7]}$$

où L_c désigne la longueur de cavité et r_k le coefficient de réflexion en champ de l'interféromètre de Michelson. En remplaçant r_k par l'expression déterminée à l'équation 5 et en posant :

$$\varphi = \frac{2\pi}{c} \Delta L.f \quad \text{et} \quad \psi = \frac{2\pi}{c} (L_1 + L_2 + 2.L_c) f \quad \text{[II-8]}$$

Le coefficient de réflexion en champ complexe s'écrit, tout calcul fait :

$$r_{\text{éq}} = \frac{r_c e^{-j\psi} + \cos \varphi}{e^{-j\psi} + r_c \cos \varphi} \quad \text{[III-9]}$$

La réponse spectrale globale du résonateur interféromètre $R_{\text{éqM}}$ est alors donnée par :

$$R_{\text{éqM}} = |r_{\text{éq}}|^2 = \frac{r_c^2 + \cos^2 \varphi + 2r_c \cos \varphi \cos \psi}{1 + r_c^2 \cos^2 \varphi + 2r_c \cos \varphi \cos \psi} \quad \text{[II-10]}$$

La représentation graphique de cette réponse spectrale de la cavité interférométrique sur une bande de 20GHz, pour plusieurs valeurs de la différence de marche ΔL entre ses bras de l'interféromètre (1, 5, 10, 15mm), est donnée sur la figure II.16.

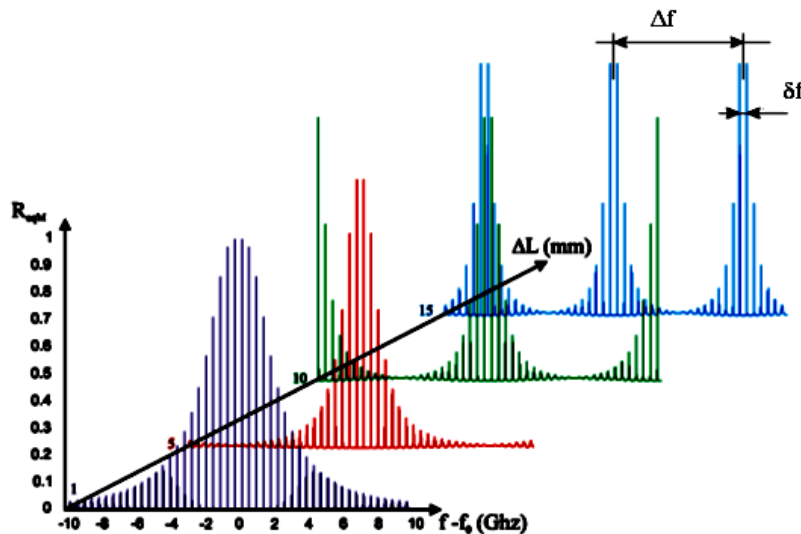


Figure II.16 : Réponse spectrale du résonateur interféromètre de Michelson calculée pour plusieurs différences de marche ΔL entre ses deux bras

Une telle cavité impose donc deux structurations spectrales :

- Une première modulation périodique, de périodicité Δf . Elle est imposée par la différence de marche L_2-L_1 entre les bras de l'interféromètre :

$$\Delta f = \frac{c}{2\Delta L} = \frac{c}{2|L_1 - L_2|} \quad \text{[III-11]}$$

- Une seconde modulation, de périodicité δf : En supposant (ce qui sera toujours le cas en pratique dans les expérimentations présentées) que la différence de marche ΔL entre les bras de l'interféromètre est très petite devant les longueurs de cavités couplés $L_1 + L_c$ et $L_2 + L_c$, l'expression de R_{eq} montre que la période de la plus fine structuration spectrale est donnée par :

$$\delta f = \frac{c}{2L_{eff}} \quad \text{avec} \quad L_{eff} = \frac{L_1 + L_2}{2} + L_c \quad \text{[III-12]}$$

L_{eff} représente donc la longueur effective de la cavité, égale à la moyenne des longueurs des cavités couplées et δf apparaît comme l'intervalle spectral libre du résonateur à 3 miroirs. Nous allons maintenant examiner les conséquences énergétiques de cette structuration spectrale imposée par la cavité lorsque des milieux amplificateurs sont introduits dans les bras de l'interféromètre. Le rayonnement du laser Michelson, structuré spectralement par la fonction de transfert globale de la cavité interféromètre, sera composé d'un peigne de fréquences de résonance espacées d'un intervalle spectral libre δf , modulé par l'enveloppe périodique dû au caractère interférométrique de la cavité.

Dans ce paragraphe, nous avons brièvement rappelé les principales propriétés d'un laser interféromètre de Michelson, en faisant notamment apparaître la structuration spectrale modulée du rayonnement émis. Cependant, nous n'avons pas introduit la notion de gain dans les calculs et nous ne pouvons par conséquent pas évaluer les conséquences d'un éventuel déséquilibre de la séparatrice utilisée intra-cavité (coefficient de réflexion r_s différent de 0,5) sur l'efficacité de recombinaison.

Or, dans la situation que nous allons étudier expérimentalement (fibre à deux cœurs localement amincis par fusion étirage), nous allons montrer que la réalisation d'un coupleur parfaitement équilibré sur toute la bande d'amplification de l'ion ytterbium est en pratique irréalisable.

Par conséquent, il convient dès à présent d'évaluer théoriquement les conséquences d'un éventuel déséquilibre du coupleur sur l'efficacité de combinaison des rayonnements issus des deux milieux amplificateurs couplés. C'est cette étude théorique que nous présentons au prochain paragraphe.

II.2.4 Etude de l'interféromètre actif et évolution de l'efficacité de combinaison avec le déséquilibre du coupleur

L'étude analytique proposée ici ne permettra qu'une prédiction qualitative du fonctionnement du laser interféromètre étudié expérimentalement. En effet, ce modèle ne prend pas en compte plusieurs spécificités des milieux amplificateurs à propagation guidée, comme la dépendance longitudinale du gain subi par l'onde laser ou la notion d'intégrale de recouvrement entre mode propagé et zone dopée.

Toutefois, ce formalisme a par le passé été utilisé pour modéliser l'influence d'un éventuel déséquilibre entre les puissances portées par les faisceaux lasers dans les bras d'un interféromètre de Michelson actif ceux-ci étant constitués d'amplificateurs à fibres dopées à l'erbium [82]. Les résultats obtenus grâce à cette modélisation simple ont permis de prévoir avec une excellente approximation, l'influence de ce déséquilibre sur l'efficacité de combinaison. La simplicité du modèle et la concordance des résultats expérimentaux avec le modèle théorique justifient donc la démarche employée.

Nous nous proposons d'évaluer analytiquement l'efficacité de combinaison des rayonnements issus de deux oscillateurs lasers identiques dans un laser interféromètre de Michelson, en fonction d'un éventuel déséquilibre du coupleur.

Les synoptiques d'une des cavités Fabry Péroต์ élémentaires dont on souhaite combiner les rayonnements et de l'interféromètre de Michelson actif sont donnés sur la figure II.17.

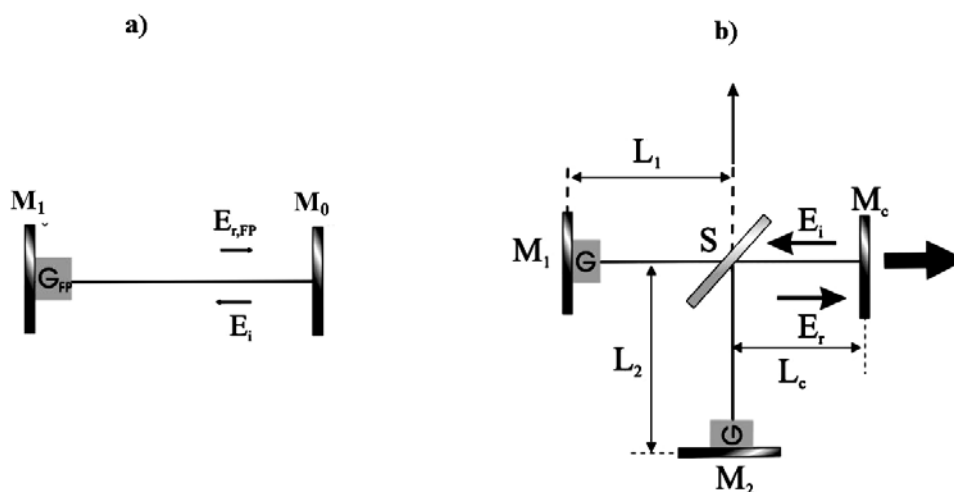


Figure II.17 : Cavité de Fabry Péroต์ élémentaire (a) et Laser interféromètre de Michelson (b)

On assimile les cœurs dopés de la fibre bicoeur à deux milieux amplificateurs présentant des gains saturés égaux à G_1 et G_2 en régime stationnaire, situés dans chacun des bras du résonateur interféromètre. G_1 et G_2 sont des gains en intensité par aller-retour dans les bras 1 et 2 et s'écrivent respectivement :

$$G_1 = \frac{G_0}{1 + \frac{I_1}{I_s}} \quad \text{[II-13]} \quad \text{et} \quad G_2 = \frac{G_0}{1 + \frac{I_2}{I_s}} \quad \text{[II-14]}$$

G_0 représente le gain petit signal, identique pour les deux bras amplificateurs, puisqu'ils sont tout deux pompés de manière identique et présentent des volumes identiques de silice dopée avec la même concentration en ions ytterbium.

I_s est l'intensité de saturation, calculée par la relation [I-48] du chapitre 1. I_1 et I_2 désignent respectivement les intensités des ondes propagées dans les bras 1 et 2.

L'existence de gain sur les deux bras de l'interféromètre modifie l'expression du champ réfléchi E_r de la relation [II-5], qui devient :

$$\frac{E_r}{E_i} = (1 - r_s^2) \sqrt{G_1} e^{j\phi_1} + r_s^2 \sqrt{G_2} e^{j\phi_2} \quad \text{[II-15]}$$

En supposant les miroirs M_1 et M_2 parfaitement réfléchissant à la longueur d'onde signal. Le coefficient de réflexion en intensité R_k de l'interféromètre de Michelson s'écrit alors :

$$R_k = \left| \frac{E_r}{E_i} \right|^2 = (1 - r_s^2)^2 G_1 + r_s^4 G_2 + 2r_s^2 (1 - r_s^2) \sqrt{G_1 G_2} \cdot \cos(\Delta\Phi) \quad \text{[II-16]}$$

Compte tenu de la discussion du paragraphe précédent, on suppose que seules les fréquences conduisant à des interférences constructives sur la voie commune oscillent, c'est-à-dire les fréquences vérifiant $\Delta\phi = 2m\pi$. En considérant cette condition, l'équation [II-16] se réécrit aisément :

$$\left| \frac{E_r}{E_i} \right|^2 = \left(\sqrt{G_1} (1 - r_s^2) + \sqrt{G_2} r_s^2 \right)^2 = G_M \quad \text{[II-17]}$$

La relation [II-17] apparaît clairement comme le gain en puissance vu par l'onde incidente E_i pendant un aller retour dans la cavité Michelson, prenant en compte les pertes liées au déséquilibre de la séparatrice S. Pour cette raison, cette quantité sera appelée gain de la cavité laser Michelson et sera notée G_M . Si on appelle β_M le coefficient de pertes de la cavité Michelson, on peut écrire en régime stationnaire :

$$G_M \cdot \beta_M = 1 \quad \text{[II-18]}$$

Les intensités I_1 et I_2 des ondes se propageant dans les sous cavités du laser s'écrivent en fonction du coefficient de réflexion en champ de la séparatrice r_s et de l'intensité de l'onde incidente I_i respectivement :

$$I_1 = (1 - r_s^2) I_i \quad I_2 = r_s^2 I_i \quad \text{[II-19]}$$

On réécrit gain total du laser interféromètre, en considérant cette fois les expressions des gains G_1 et G_2 des milieux amplificateurs, exprimés en fonction de I_i :

$$G_M = \left(\sqrt{\frac{G_0}{1 + (1 - r_s^2) \frac{I_i}{I_{\text{sat}}}}} (1 - r_s^2) + \sqrt{\frac{G_0}{1 + r_s^2 \frac{I_i}{I_{\text{sat}}}}} r_s^2 \right)^2 \quad \text{[II-20]}$$

Afin de quantifier l'efficacité de combinaison du laser interféromètre en fonction du déséquilibre de la séparatrice ($r_s^2 \neq 0,5$), on introduit l'efficacité de combinaison η , définie comme le rapport de la puissance extraite de la voie commune, sur la somme des puissances des deux lasers couplés considérés indépendamment. η correspond également au rapport de l'intensité $|E_r|^2$ réfléchie dans l'interféromètre actif et la somme des intensités $|E_{r,FP}|^2$, réfléchies par deux cavités de Fabry-Pérot élémentaires, représentées Figure II.17.a. Les cavités couplées étant identiques et les deux milieux amplificateurs subissant le même niveau de pompage, on obtient :

$$\eta = \frac{|E_r|^2}{2|E_{r,FP}|^2} \quad \text{[II-21]}$$

On appelle β_L le coefficient de pertes intra-cavité en puissance d'un laser élémentaire, coefficient identique pour les deux cavités que l'on souhaite coupler. De même, on appelle G_L le gain nécessaire à la compensation de ces pertes dans une de ces cavités, en régime stationnaire, tel que $G_L \cdot \beta_L = 1$. Le gain G_L d'une des cavités lasers élémentaires s'écrit :

$$G_L = \frac{G_0}{1 + \frac{I_{i,FP}}{I_s}} \quad \text{[II-22]}$$

où $I_{i,FP}$ est l'intensité de l'onde se propageant dans chaque laser élémentaire et le gain petit signal G_0 est le même que celui des milieux amplificateurs du laser interféromètre, les lasers

élémentaires constituant les deux sous-cavités du laser Michelson. Dès lors, on peut réécrire [II-21] l'efficacité de combinaison du dispositif interférométrique en fonction du coefficient de partage de la séparatrice r_s :

$$\eta(r_s) = \frac{|E_r|^2}{2|E_{r_{FP}}|^2} = \frac{G_M \cdot I_i}{2G_L \cdot I_{i_{FP}}} = \frac{\left(\frac{(1-r_s^2)}{1+(1-r_s^2)\frac{I_i}{I_{sat}}} + \frac{r_s^2}{1+r_s^2\frac{I_i}{I_{sat}}} \right)^2 I_i}{\frac{2I_{i_{FP}}}{1+\frac{I_{i_{FP}}}{I_{sat}}}} \quad \text{[II-23]}$$

Nous faisons maintenant la supposition que les pertes intra-cavité β_L des deux cavités linéaires couplées sont identiques aux pertes intra cavité β_M de la cavité Michelson, hypothèse tout à fait justifiée compte tenu du fait que les deux cavités couplées appartiennent à la même fibre bicoeur. Par conséquent on peut écrire $\beta_M = \beta_L$, ou $\frac{G_M}{G_L} = 1$. Compte tenu des expressions déterminées en [II-20] et [II-22] pour G_M et G_L , cette dernière relation s'écrit :

$$\left(\frac{(1-r_s^2)}{1+(1-r_s^2)\frac{I_i}{I_{sat}}} + \frac{r_s^2}{1+r_s^2\frac{I_i}{I_{sat}}} \right)^2 \left(1 + \frac{I_{i_{FP}}}{I_{sat}} \right) = 1 \quad \text{[II-24]}$$

Afin d'alléger l'écriture des différentes expressions, on appellera A le premier facteur de ce produit. De l'expression [II-24], on déduit :

$$A = \left(\frac{(1-r_s^2)}{1+(1-r_s^2)\frac{I_i}{I_{sat}}} + \frac{r_s^2}{1+r_s^2\frac{I_i}{I_{sat}}} \right)^2, \quad \text{soit} \quad I_{i_{FP}} = I_{sat} \left(\frac{1}{A} - 1 \right) \quad \text{[II-25]}$$

Enfin, on réécrit l'expression de l'efficacité de combinaison [II-23] grâce à [II-25] :

$$\eta(r_s) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{A} - 1 \right) \frac{I_i}{I_{sat}} \quad \text{[II-26]}$$

Soit l'expression finale de l'efficacité de combinaison des lasers élémentaires en fonction du coefficient de partage de la séparatrice r_s , prenant en compte le gain dans chacun des bras de l'interféromètre :

$$\eta(r_s) = \frac{\left(\frac{(1-r_s^2)}{1+(1-r_s^2)\frac{I_i}{I_{sat}}} + \frac{r_s^2}{1+r_s^2\frac{I_i}{I_{sat}}} \right)^2 \frac{I_i}{I_{sat}}}{2 \left[1 - \left(\frac{(1-r_s^2)}{1+(1-r_s^2)\frac{I_i}{I_{sat}}} + \frac{r_s^2}{1+r_s^2\frac{I_i}{I_{sat}}} \right)^2 \right] \frac{I_i}{I_{sat}}} \quad \text{[II- 27]}$$

Nous avons tracé sur la figure II.18 l'évolution de l'efficacité de combinaison des rayonnements issus des cavités lasers couplées en sortie de la voie commune du laser interféromètre en fonction du coefficient de réflexion en intensité de la séparatrice et ce pour différentes valeurs de I_i/I_{sat} .

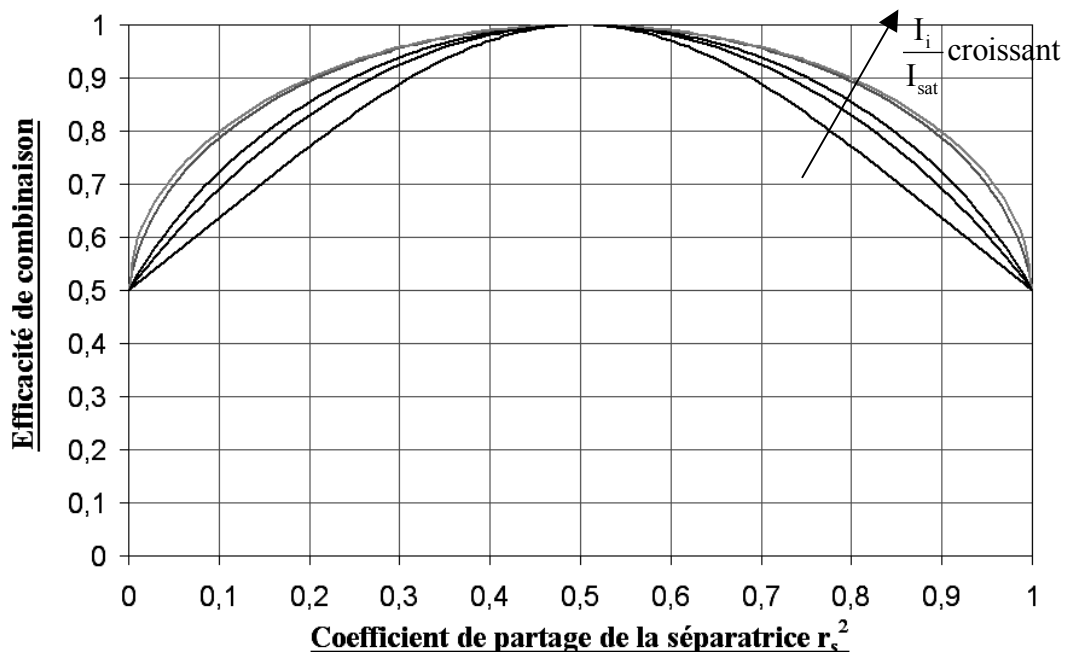


Figure II.18 : Evolution de l'efficacité de combinaison avec le déséquilibre du coefficient de partage de la séparatrice r_s^2 pour différentes valeurs de $\frac{I_i}{I_{sat}}$ (1, 5, 10, 100 et 1000)

Comme nous pouvons le prévoir physiquement, l'effet de combinaison est maximal pour un coefficient de partage du coupleur de 0,5. L'efficacité de combinaison chute avec le déséquilibre du coupleur combineur. Cette décroissance est atténuée lorsque le gain des amplificateurs est très saturé, minimisant ainsi l'écart des amplitudes des champs interférant au niveau du coupleur.

III COMBINAISON COHERENTE DANS UN LASER À DEUX CŒURS PARALLELES DOPES YTTERBIUM

La technique de combinaison cohérente décrite dans la partie précédente, basée sur l'utilisation d'une architecture laser interféromètre de Michelson, a jusqu'à aujourd'hui été utilisée pour coupler les rayonnements issus de deux lasers Nd:YAG, puis plus récemment pour sommer les puissances de 2, 4 et jusqu'à 8 lasers à fibre.

Comme nous l'avons rappelé, les quelques démonstrations de combinaison cohérente dans des lasers à fibre à cœurs multiples rapportées dans la littérature jusqu'à aujourd'hui montrent l'émission d'un mode d'ordre élevé, peu pratique d'utilisation car l'énergie est répartie sur plusieurs lobes d'émission.

Dans cette partie, nous rapportons et décrivons la première réalisation expérimentale d'un laser interféromètre fibré à deux cœurs dopés ytterbium : cette architecture de laser à fibre exotique permet de conserver les qualités spatiales intrinsèques aux lasers à fibre unimodaux transverses, en diminuant simultanément le confinement transverse du signal laser et la longueur d'absorption de la puissance de pompage. Le synoptique de cette cavité est donné sur la figure II.19.

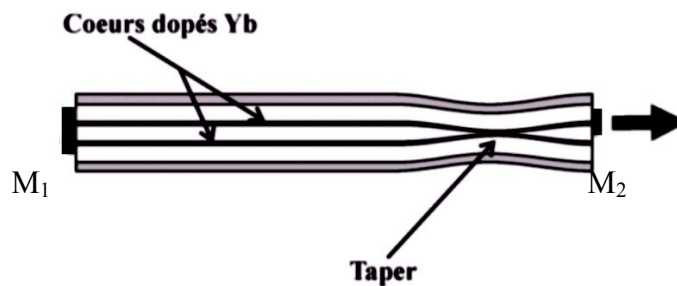


Figure II-19 : Synoptique du laser interféromètre de Michelson à fibre double cœur

Le laser interféromètre que nous allons étudier dans cette partie (Figure II.19) est donc constitué d'une fibre double cœurs dopés à l'ytterbium. Les deux cœurs sont unimodaux sur toute la bande de gain de l'ion dopant et la distance d , séparant le centre des cœurs, est suffisamment importante pour interdire tout couplage optique en amont du coupleur. La distribution modale du champ électromagnétique se propageant dans un cœur en amont du coupleur optique est donc identique à celle se propageant dans une fibre monocœur de rayon

et de différence indicielle identiques. Le couplage des champs est assuré localement par un coupleur 3dB, fabriqué par la technique de fusion étirage dans un four à induction.

La fibre est ensuite insérée entre deux miroirs dans un résonateur de type Fabry Pérot : le premier miroir est dichroïque (T_{\max} à λ_p , R_{\max} à λ_s) et accolé à l'entrée de la fibre, réfléchissant de façon égale sur les deux milieux amplificateurs constitués par les deux cœurs de la fibre. Le second réflecteur M_2 n'exerce de rétroaction optique que sur un seul des deux cœurs amplificateurs, de sorte que la cavité puisse être assimilée au laser interféromètre de Michelson étudié dans la partie II.

III.1. La Fibre à Deux Cœurs Parallèles (FDCP) dopés ytterbium

Dans ce qui suit, nous allons tout d'abord présenter la préforme de fibre optique dopée ytterbium utilisée pour ce projet, puis dresser un cahier des charges auquel doit répondre le composant à deux cœurs parallèles. Ce cahier des charges et les contraintes liées au profil opto-géométrique de la préforme nous permettront de concevoir la fibre à fabriquer : nous déterminerons la distance d minimale permettant d'assurer l'isolation optique des cœurs en amont du coupleur, ce qui nous permettra de positionner les cœurs en limite de couplage et d'opérer un amincissement minimal de la fibre pour coupler localement les cœurs. Nous démontrerons ensuite que la dissymétrie relative des cœurs introduite par les différentes étapes de fabrication de la préforme composite est suffisante pour introduire une différence de constantes de propagation $\Delta\beta$ entre les modes fondamentaux des cœurs de la fibre. Cette différence de constante de propagation assure la stabilité des rayonnements issus des deux cœurs dopés couplés. Enfin, nous présenterons les différentes étapes de fabrication du composant (fibrage, fusion-étirage), qui sera utilisé par la suite en configuration laser.

III.1.1. La préforme dopée ytterbium

Pour envisager l'emploi de la technique de combinaison cohérente décrite à la partie II pour coupler les rayonnements issus d'une même fibre bicoeur incluse dans un résonateur interféromètre, cette dernière doit répondre à des critères opto-géométriques précis :

- Le dimensionnement transverse de la fibre doit assurer l'unimodalité des deux guides dopés.
- Les deux cœurs doivent être isolés électromagnétiquement, c'est-à-dire suffisamment éloignés pour interdire tout couplage et donc tout échange énergétique entre les modes propagés dans chacun des cœurs en amont du coupleur localisé.
- Enfin, les modes fondamentaux des deux cœurs doivent exhiber une différence de constante de propagation suffisamment importante pour que la fonction de transfert de l'interféromètre présente au minimum deux modulations dans la bande de gain de l'ion ytterbium. Cette contrainte sera discutée au paragraphe III.1.3.

On donne sur la figure II.20 le profil d'indice de la préforme

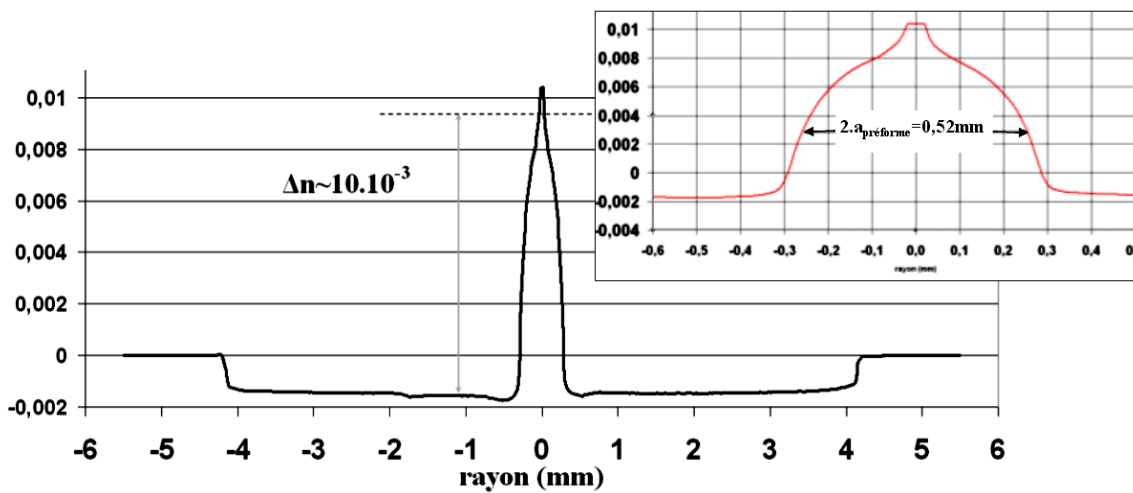


Figure II.20 : Profil d'indice de réfraction de la préforme monocœur dopée ytterbium

La fabrication du composant à deux cœurs parallèles a été effectuée à partir d'une préforme de fibre optique à saut d'indice, fabriquée à l'université de Nice Sophia-Antipolis au Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, dont le profil indiciel est donné sur la figure II.20.

Le cœur est de type alumino-phospho-silicate, c'est-à-dire formé de silice pure SiO_2 , d'oxyde d'aluminium Al_2O_3 (chargé d'augmenter le nombre de défauts de la matrice silice afin d'accueillir les ions de terres rares), de phosphore P_2O_5 et l'ytterbium sous sa forme oxydée Yb_2O_3 . L'aluminium, le phosphore et l'ytterbium ont été incorporés par la technique d'immersion en phase liquide, ou trempage, décrite au chapitre 1 (immersion du tube de silice dans une solution de sels de chlorures aqueuse ou alcoolique). La concentration de Al^{3+} présente dans la solution ($\sim 2 \text{ mol.L}^{-1}$) correspond à une concentration absolue dans la préforme finale d'environ 1mol%, suffisant a priori pour prévenir tout phénomène d'agrégat

dans la préforme. La concentration absolue en ions de terres rares dans la préforme finale est difficile à estimer du fait d'un grand nombre de paramètres susceptibles d'influer : porosité de la couche, évaporation des espèces dopantes pendant la phase de rétreint, etc... Néanmoins, cette dernière peut être estimée aux environs de 2200ppm, si l'on s'en tient aux confrontations des résultats expérimentaux et simulés en configuration laser (ces résultats seront décrits dans la suite du chapitre).

III.1.2. Unimodalité transverse des deux cœurs

La fibre à deux cœurs parallèles est fabriquée à partir d'une préforme unique découpée et usinée. Les deux demi-préformes sont ensuite assemblées et l'ensemble est fibré. La section transverse de la fibre obtenue est schématisée sur la Figure II.21 :

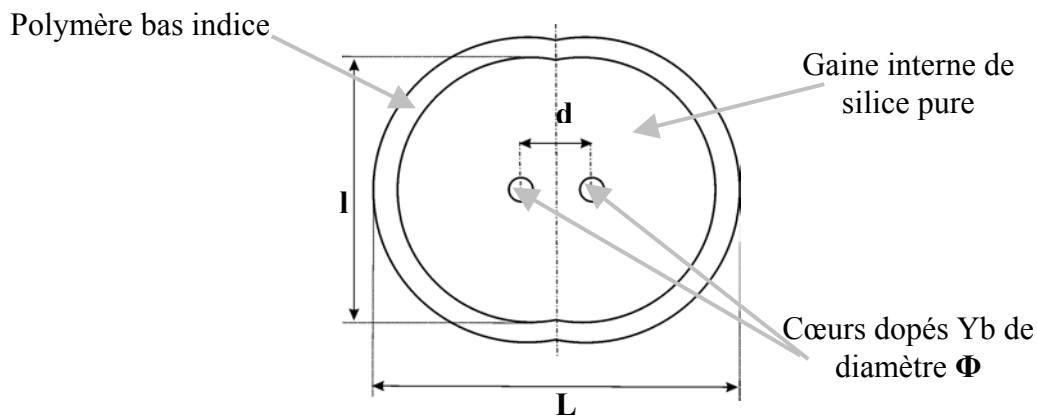


Figure II.21: Vue de face de la fibre à deux cœurs parallèles dopés ytterbium

La valeur de la différence indicielle cœur gaine ($\sim 10 \cdot 10^{-3}$) est très importante et correspond à une ouverture numérique de la fibre d'environ 0,15 à la longueur d'onde centrale de la bande d'amplification de l'ion ytterbium, soit 1050 nm.

Le dimensionnement de la fibre étirée à partir de cette préforme devra répondre à la condition d'unimodalité transverse de la propagation $V = \frac{2\pi}{\lambda_s} a_{ON} < V_c = 2,405$ introduite au paragraphe

I.1.3 du premier chapitre. Ceci limite le diamètre du cœur dopé à $\Phi = 5 \mu\text{m}$. Le passage d'un diamètre mesuré à mi-hauteur de $520 \mu\text{m}$ dans la préforme (voir insert de la Figure II.20) à un diamètre de cœur dopé dans la fibre de $5 \mu\text{m}$ impose un rapport homothétique de fibrage $h = \Phi_{\text{préf}} / \Phi_{\text{fibre}}$ d'environ 104, soit une dimension de la plus petite dimension externe de la fibre de l'ordre de $l = 80 \mu\text{m}$.

III.1.3. Contraintes liées à la différence de chemin optique entre les bras du laser interféromètre

Afin que l'émission laser soit stable en puissance en dépit du caractère interférométrique du dispositif, il est nécessaire que la modulation spectrale due à l'interféromètre de Michelson ait une périodicité inférieure à la largeur de la bande de gain du milieu amplificateur considéré pour assurer une combinaison stable des rayonnements.

En effet, une faible variation du chemin optique de $\delta=\lambda$ provoquée par des perturbations extérieures par rapport à une valeur initiale ΔL conduit à faire dériver un maximum de la modulation sinusoïdale jusqu'au maximum suivant. Ainsi, si la fonction de filtrage opérée intra-cavité présente une modulation supérieure ou de l'ordre de la largeur de la bande de gain considérée, la moindre perturbation extérieure est susceptible de rejeter ce maximum hors-bande, conduisant par conséquent à de fortes fluctuations de puissance.

La valeur de la différence de marche entre les bras du laser interféromètre bicoeur fibré est fixée par la différence de constante de propagation des modes fondamentaux se propageant dans chacun des cœurs. Aussi, la mesure de l'évolution de l'efficacité de combinaison avec la différence de marche est dans cette configuration précise inenvisageable.

Néanmoins, la vérification expérimentale de la chute de l'efficacité de combinaison lorsque la modulation spectrale est de l'ordre de la bande de gain de l'amplificateur considéré a été traitée dans le cas du couplage cohérent de 2 lasers fibrés distincts. Sabourdy et al ont comparé les fluctuations de puissance observées en sortie d'un laser interféromètre de type Mach-Zehnder (voir Figure II.22.a) dont la différence de marche entre les bras a été réduite de 30mm à 1mm à l'aide d'une ligne à retard ajustable, à celles observées en sortie d'un laser à fibre élémentaire constitué des mêmes éléments standards. Leurs résultats sont présentés sur la figure II.22:

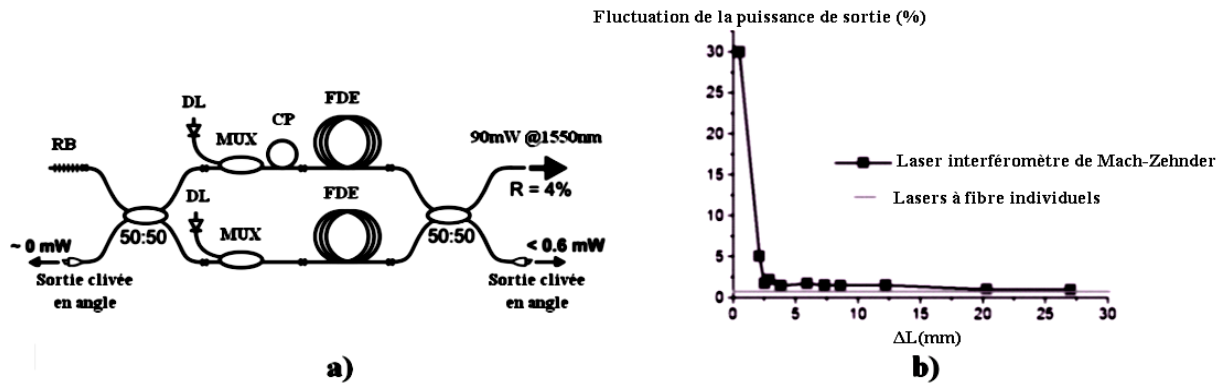


Figure II.22 : a) Synoptique du laser interférométrique de Mach Zehnder. b) Comparaison des fluctuations temporelles des puissances émises par les lasers fibrés Mach-Zehnder et standard en fonction de la différence de marche ΔL [72]

Le graphique donné sur la figure II.22.b donne le pourcentage de fluctuation de la puissance mesurée en sortie du laser interféromètre et en sortie du laser élémentaire. Pour le laser interféromètre, ces fluctuations deviennent critiques pour une différence de marche entre les bras d'environ 2mm, correspondant à une modulation spectrale de 0.6nm, du même ordre de grandeur que la bande spectrale d'oscillation laser fixée par le réseau de Bragg photo-inscrit.

A contrario, lorsque la différence de marche entre les bras du laser interféromètre est suffisante, les fluctuations en puissance observées sont très comparables à celles d'un laser élémentaire. Les déphasages entre les deux bras du résonateur, liés aux perturbations environnementales, sont alors compensés par un auto-ajustement des raies lasers qui glissent dans la bande spectrale d'émission.

Dans le cas du laser bicœur fibré, la différence de chemin optique $\Delta\delta$ entre les bras de l'interféromètre est assurée par une différence de constante de propagation $\Delta\beta$ entre les rayonnements issus des deux cœurs. Les expressions des phases Φ_1 et Φ_2 accumulées par les ondes amplifiées dans les cœurs sont données sur la figure II.23.

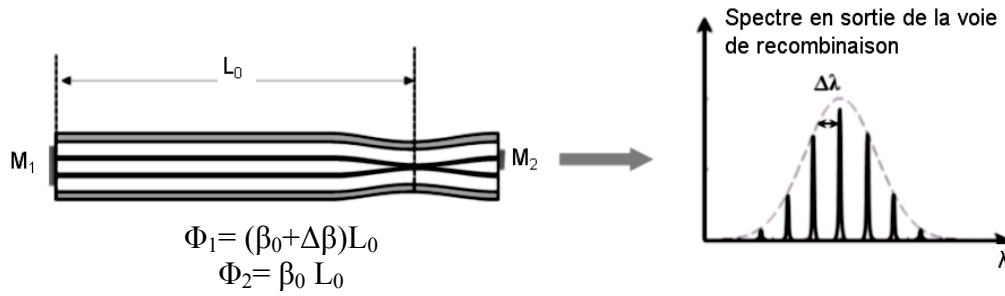


Figure II.23 : Laser interféromètre bicoeur dopé ytterbium et structuration spectrale du rayonnement émis sur le cœur de combinaison

La modulation spectrale $\Delta\lambda$ (si l'on raisonne en terme de longueur d'onde) ou Δf (si l'on raisonne en terme de fréquence) opérée par le filtrage intra-cavité est liée à la différence de chemin optique $\Delta\delta$ entre les bras de l'interféromètre par :

$$\Delta f = \frac{c}{\lambda_0^2} \Delta\lambda = \frac{c}{2\Delta\delta} \quad [\text{II-28}]$$

La différence de chemin optique $\Delta\delta$ s'exprime en fonction de la différence de constantes de propagation par :

$$\Delta\delta = \Delta n_{\text{eff}} L_0 = \frac{\lambda_0}{2\pi} \Delta\beta L_0 \quad [\text{II-29}]$$

où L_0 est la longueur physique de la fibre jusqu'au coupleur (voir Figure II.23).

A l'aide des équation [II-28] et [II-29], on exprime la modulation spectrale $\Delta\lambda$ opérée par l'interféromètre en fonction de la différence de constante de propagation des modes fondamentaux des deux cœurs $\Delta\beta$:

$$\Delta\lambda = \frac{\pi\lambda_0}{\Delta\beta L_0} \quad [\text{II-30}]$$

On appelle ΔB la largeur de bande de gain mesurée à mi hauteur de l'ion ytterbium. Dans une matrice phospho-germano-silicate, sa valeur peut être estimée à environ 30nm. Dès lors, pour que le rayonnement en sortie de la voie de combinaison soit stable en puissance, il faut que

$\Delta\lambda < \frac{\Delta B}{2}$, soit en fonction de $\Delta\beta$:

$$\Delta\beta > \frac{2\pi\lambda_0}{L_0\Delta B} \quad [\text{II-31}]$$

ce qui s'écrit encore :

$$\frac{\Delta\beta}{\beta_0} > \frac{\lambda_0^2}{L_0\Delta B} \quad \text{[II-32]}$$

Pour fixer un ordre de grandeur, on choisit $\lambda_0=1050\text{nm}$ la longueur d'onde centrale de la bande de gain de l'ion ytterbium, $L_0=10\text{m}$ la longueur commune des sous cavités du laser bicoeur, $\Delta B=30\text{nm}$.

Ainsi, une différence de constante de propagation de l'ordre de $8.10^{-6} \beta_0$ est suffisante pour assurer un pas de modulation du filtre spectrale inférieur à la demi largeur de bande de gain de l'ion ytterbium.

Or, les variations longitudinales de la constante de propagation liées aux incertitudes sur les paramètres opto-géométriques (fluctuation du rayon de cœur, hétérogénéité longitudinale de la différence indicielle) accumulées au cours du processus de fabrication de la fibre conduisent naturellement à des variations un ordre de grandeur supérieures à celles nécessaires à une combinaison stable et efficace dans le laser interféromètre.

Considérons par exemple la variation de constante de propagation induite par les fluctuations du rayon des cœurs de la fibre à deux cœurs : la mesure micrométrique du diamètre externe de la préforme indique une légère conicité longitudinale, d'un diamètre externe variant de $8150\mu\text{m}$ à $8630\mu\text{m}$ d'une extrémité à l'autre du tronçon de préforme utile (c'est-à-dire ayant effectivement été utilisé lors du fibrage), soit une variation d'environ 5%. Cette variation longitudinale se retrouve homothétiquement dans la fibre. De plus, des fluctuations supplémentaires dues au fibrage (estimées à environ 3% pour le tirage d'une fibre standard) sont ajoutées au moment du fibrage. Forts de ces considérations, nous avons déterminé la variation de la constante de propagation en minorant la plage de fluctuation du rayon de cœur à 1% autour d'une valeur moyenne $a=2,5\mu\text{m}$ et tracé, sur la figure II.24, l'évolution de la constante de propagation β du mode fondamental en fonction du rayon de cœur a :

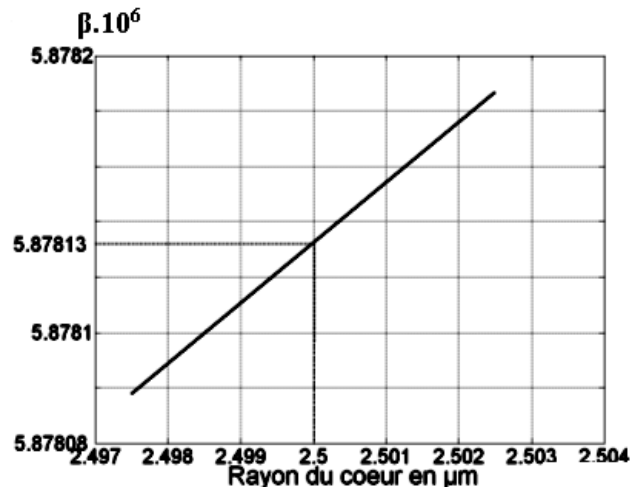


Figure II.24: Variation de la constante de propagation β du mode fondamentale pour 1% de variation du rayon du cœur

Ce graphique montre qu'une variation de 1% du rayon de cœur se traduit par une variation de la constante de propagation de l'ordre de quelques $10^{-5} \beta_0$, soit une variation un ordre de grandeur supérieur à la variation minimale déterminée plus haut. On peut donc s'attendre à des modulations spectrales de quelques nanomètres dans la bande de gain du laser à fibre à deux cœurs.

En conclusion, les fluctuations introduites spontanément par les incertitudes de fabrication sont très largement suffisantes pour conduire à une différence de marche et un filtrage spectral assurant stabilité et efficacité de combinaison. Il n'est pas nécessaire de fabriquer une fibre présentant des cœurs spécifiquement différents, ce qui peut légitimement être considéré comme un point fort de la méthode proposée.

III.1.4. Détermination de la distance entre cœurs interdisant tout couplage

Une deuxième contrainte sur le dimensionnement de la fibre est imposée par la nécessité d'interdire tout couplage électromagnétique entre les cœurs avant le coupleur 3dB fabriqué par fusion-étirage.

Les propriétés modales des guides d'onde optiques couplés peuvent être étudiées grâce au formalisme des modes orthogonaux de la structure composite, que nous ne développerons pas dans ce chapitre dans le cas des fibres à deux cœurs parallèles. Cette théorie sera par contre explicitée dans le cas particulier des coupleurs coaxiaux (ou fibres à deux cœurs

concentriques), puisqu'une telle fibre a fait l'objet de l'étude proposée au chapitre 3. Néanmoins, l'absence de couplage entre les cœurs parallèles de la fibre étudiée dans ce chapitre constituant un point clef du dispositif, nous introduisons ici brièvement la théorie des supermodes, qui va nous permettre de fixer un critère d'isolation optique des cœurs de la fibre. Cette théorie sera dans un deuxième temps explicitée en détail au chapitre III.

- Introduction théorique

Une fibre optique à cœur unique unimodale supporte la propagation de deux modes électromagnétiques de distribution transverse identique orthogonalement polarisés. Ces champs sont calculés à partir de la solution fondamentale de l'équation d'onde.

La symétrie du guide d'onde bicœur double le nombre de modes susceptibles d'être propagés : ce sont donc deux paires de modes orthogonaux, soit quatre modes coexistant au dessus de leur fréquence de coupure. Ces modes fondamentaux d'un guide composite sont conventionnellement appelés supermodes. Dans le cas d'une fibre à deux cœurs parallèles couplés (de la même pour les fibres à deux cœurs concentriques étudiées au chapitre 3), la symétrie de la distribution radiale des champs de ces deux supermodes conditionne leur dénomination de supermode symétrique (noté Ψ^+) et de supermode antisymétrique (noté Ψ^-). Nous avons représenté sur la figure II.25 une coupe transverse dans l'axe des cœurs des profils des supermodes symétrique et antisymétrique d'une fibre bicœur.

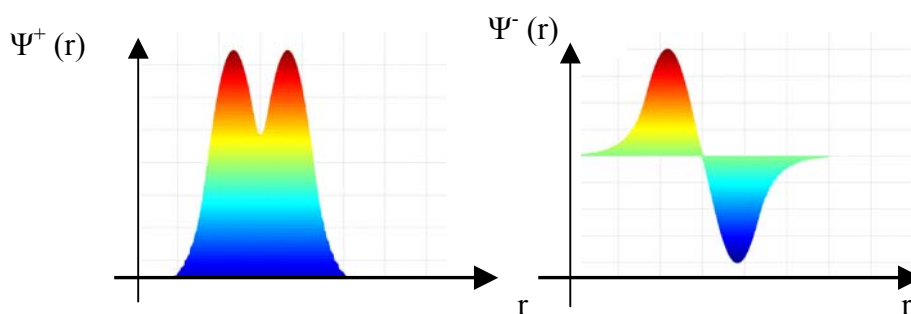


Figure II.25 : Allure du champ électrique des supermodes d'un guide bicœur : mode symétrique Ψ^+ et mode antisymétrique Ψ^-

Chacun de ces deux supermodes présentent des indices effectifs de propagation n_{eff}^+ et n_{eff}^- liées aux constantes de propagation β^+ et β^- .

Ces deux supermodes forment une base modale orthonormée : ainsi, n'importe quelle distribution modale excitatrice $\Psi(x,y,0)$ en entrée de fibre composite, sera décomposée sur

une combinaison linéaire de ces deux modes. Ainsi, en tout point z de la fibre bicoeur, la distribution transverse $E(x,y,z)$ du champ s'écrit comme une combinaison linéaire des distributions de champ $\Psi^+(x,y)$ et $\Psi^-(x,y)$ des supermodes de la structure composite :

$$E(x,y,z) = E^+ e^{j\beta^+ z} \Psi^+(x,y) + E^- e^{j\beta^- z} \Psi^-(x,y) \quad \text{[II-33]}$$

Les constantes de décomposition E^+ et E^- sont fonctions de l'excitation et s'écrivent comme les intégrales de recouvrement entre la distribution modale excitatrice $\Psi(x,y,0)$ en $z=0$ et les distributions transverses des supermodes symétriques et antisymétriques $\Psi^+(x,y)$ et $\Psi^-(x,y)$ sur la section droite A_{fibre} de la fibre bicoeur :

$$E^+ = \frac{\int \int_{A_{\text{fibre}}} \psi \cdot \psi^+ dA}{\int \int_{A_{\text{fibre}}} \psi^{+2} \cdot dA} \quad \text{et} \quad E^- = \frac{\int \int_{A_{\text{fibre}}} \psi \cdot \psi^- dA}{\int \int_{A_{\text{fibre}}} \psi^{-2} \cdot dA} \quad \text{[II-34]}$$

On suppose que l'on excite sélectivement un des cœurs de la fibre bicoeur, c'est-à-dire que l'on décompose le mode fondamental d'un des cœurs considéré isolément sur la base des deux supermodes de la structure composite.

Dans l'approximation d'une structure à symétrie parfaite (paramètres opto-géométriques a , Δn des deux cœurs parfaitement identiques), les deux guides sont en résonance et on observe un transfert d'énergie lumineuse entre les deux guides périodique et total. Si l'on injecte dans le coeur 1 la puissance $P_1(0)$ en $z = 0$ et aucune puissance dans le coeur 2, on aura une variation longitudinale de la puissance sur chacun des coeurs de la forme :

$$P_1(z) = P_1(0) \cdot \cos^2 \left(\frac{\pi}{L_b} z \right) \quad \text{[II-35]}$$

$$P_2(z) = P_1(0) \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi}{L_b} z \right) \quad \text{[II-36]}$$

La longueur L_b est appelée longueur de battement. Elle correspond à la position longitudinale pour laquelle la puissance lumineuse initialement injectée dans un coeur a été totalement transférée sur le guide voisin, puis est revenue dans le premier guide. Elle est inversement proportionnelle au coefficient C , appelé coefficient de couplage, proportionnel à l'intégrale de recouvrement entre les modes fondamentaux des cœurs considérés en isolation optique, que l'on peut écrire lorsque les deux guides sont parfaitement identiques :

$$C = \frac{\beta^+ - \beta^-}{2} \quad \text{[II-37]}$$

$$L_b = \frac{\pi}{2C} \quad \text{[II-38]}$$

en fonction des constantes de propagation respectives β^+ et β^- des supermodes Ψ^+ et Ψ^- de la structure globale. Les relations [II-35] à [II-38] seront également démontrées au chapitre III.

- Simulations numériques

Afin de déterminer une distance inter-cœur interdisant tout couplage électromagnétique entre ceux-ci, nous avons eu recours à un logiciel commercial utilisant une méthode de résolution numérique appelée Méthode des Eléments Finis (MEF).

Ce logiciel nous a permis de déterminer les distributions transverses des champs des deux modes fondamentaux de plusieurs structures à deux cœurs parallèles dont on fait varier l'entraxe d (distance séparant les centres deux cœurs).

Dans un deuxième temps, ce même logiciel nous a permis de déterminer la distribution transverse du champ du mode fondamental à cœur unique de même diamètre.

Un programme annexe simule l'excitation d'un seul des cœurs de la fibre, calcule sa décomposition sur la base orthonormée des distributions transverses des supermodes Ψ^+ et Ψ^- et simule la propagation du champ électrique dans le guide composite. Les résultats de simulation sont donnés sur la figure II.26.

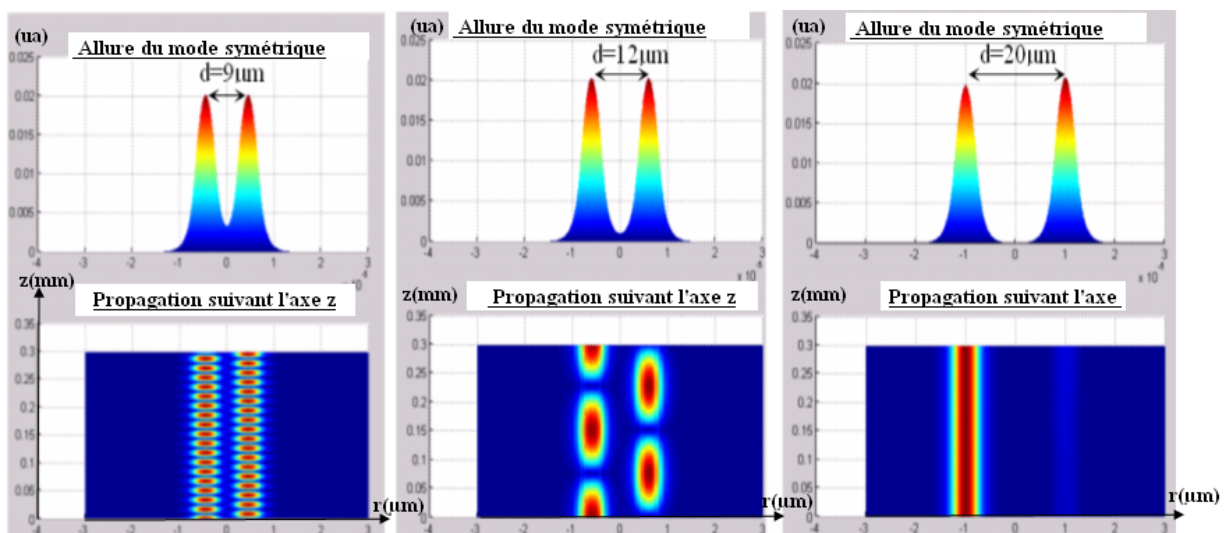


Figure II.26 : Excitation sélective du cœur 1 et propagation longitudinale du champ E

Ces simulations illustrent l'excitation sélective d'un des cœurs de la fibre bicoeur et la propagation du champ électrique qui en résulte sur 30cm de fibre.

Les deux cœurs sont ici parfaitement identiques et de paramètres opto-géométriques $a=2,5\mu\text{m}$ et $\Delta n=0.008$ fixés et choisis proches de ceux de la préforme réelle. L'entraxe d entre les cœurs a été fixé à $9\mu\text{m}$ (a), $12\mu\text{m}$ (b), puis $20\mu\text{m}$ (c).

Ces figures de propagation montrent une augmentation exponentielle de la longueur de battement, qui est multipliée par un facteur supérieur à 1000 lorsque la distance entre les cœurs est doublée. La distance inter-cœur $d=20\mu\text{m}$ induit une longueur de battement de 21m. Ceci peut sembler insuffisant pour assurer l'isolation optique des deux cœurs en amont du coupleur du laser interféromètre, puisqu'on observera une équi-répartition de la puissance initialement injectée dans un cœur après environ 5m de propagation, longueur du même ordre de grandeur que la cavité laser interféromètre étudié expérimentalement.

Cependant, nous avons fait pour ces simulations l'approximation que ces deux guides parallèles sont parfaitement identiques et que les modes fondamentaux des deux guides considérés isolément sont les mêmes. On suppose que l'on est en condition d'accord de phase parfait et que la fraction d'énergie transférée d'un cœur sur l'autre est totale à $L_b/2$.

Dans le cas général de deux guides légèrement différents, ces conditions d'accord de phase entre les modes fondamentaux des guides considérés isolément ne sont pas respectées et une fraction seulement de la puissance est transférée à $L_b/2$. Cette fraction d'énergie transférée $\frac{P_1(z = L_b)}{P_1(z = 0)}$ diminue avec l'augmentation de la dissymétrie entre les cœurs, comme

nous le montre les courbes tracées sur la figure II.27.

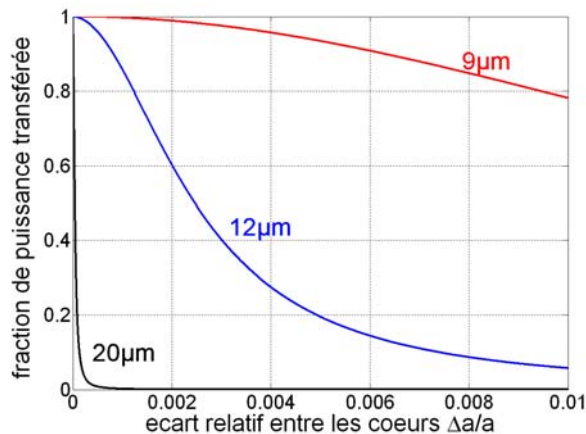


Figure II.27 : Evolution de la fraction de puissance transférée entre les cœurs en fonction de la dissymétrie relative entre les rayons des cœurs

Pour les mêmes raisons que celles évoquées au paragraphe précédent, les fluctuations du rayon des cœurs induisent une dissymétrie supérieure au 1% pris en compte sur ce graphique. Pour cette dissymétrie entre les rayons des cœurs, plus de 80% de la puissance injectée est transférée à la demi longueur de battement lorsque les cœurs ne sont espacés que de 9 μm . Ce transfert chute à moins de 10% pour des cœurs espacés de 12 μm , pour devenir nul lorsque les cœurs sont espacés de 20 μm .

On voit bien ici que la longueur de battement de 20m lorsque $d=15\mu\text{m}$ n'est pas réaliste, la fraction d'énergie transférée s'annulant pour une variation de quelques dixièmes de % de la dissymétrie inter-cœur. L'entraxe $d=20\mu\text{m}$ constitue donc une distance suffisante pour interdire tout couplage optique entre les cœurs et sera donc choisi pour la fabrication de la fibre.

III.1.5. Fabrication de la préforme, fibrage

La préforme fournie a dans un premier temps été coupée sur sa section droite en deux tronçons de longueurs identiques à l'aide d'une scie diamantée. Chacune de ces deux demi-préformes a ensuite été rectifiée longitudinalement à l'aide d'un outil diamanté. Pour assurer la bonne tenue de chacune d'elles lors de l'usinage et empêcher toute rotation sur leur axe, celles-ci sont disposées sur une platine réfrigérante et vaporisées d'une solution possédant un point de congélation très haut. Prisonniers de la glace, les barreaux ne peuvent subir aucun mouvement parasite qui aurait des conséquences désastreuses sur la préforme.

Une fois les deux demi-préformes usinées, nous les avons momentanément accolées dans un tube de silice, chargé d'assurer leur cohésion pendant la soudure d'un tronçon amorce, sur lequel démarre le fibrage. En effet, la préforme bicoeur est courte, ($\sim 10\text{cm}$ soit une demi préforme monocoeur classique). Ceci induit un fibrage rapide, la présence d'une préforme amorce non dopée évite la perte de préforme utile (c'est-à-dire de préforme dopée) au moment de l'ajustement des paramètres de fibrage. Le tube de silice est alors enlevé, le fibrage assurant seul la bonne fusion des deux barreaux. A l'issue de ces différentes étapes de fabrication et du fibrage, la fibre étirée présente le dimensionnement transverse donné sur la figure II.28.

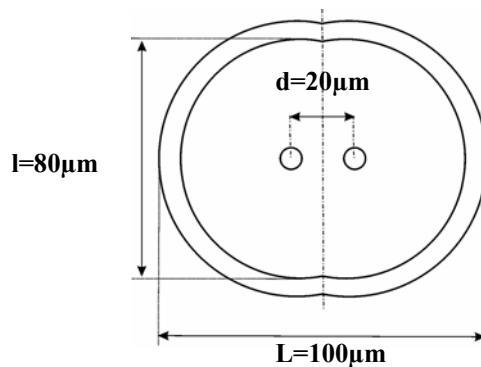


Figure II.28 : Dimensionnement final de la fibre à deux cœurs parallèles dopés ytterbium.

Après avoir décrit les différentes étapes de conception de la fibre amplificatrice à deux cœurs parallèles, nous allons maintenant exposer les différentes étapes de sa caractérisation expérimentale.

III.2. Caractérisation expérimentale de la fibre à deux cœurs parallèles dopés ytterbium

Nous allons maintenant dans cette partie décrire la caractérisation de l'absorption de la fibre étirée, ainsi que le dimensionnement et la fabrication du coupleur biconique.

III.2.1. Mesure de l'absorption de la puissance de pompage par la fibre bicoeur non amincie

- Principe de la mesure

La première étape de caractérisation de la fibre a consisté à évaluer numériquement et expérimentalement l'absorption de la puissance de pompage avec la longueur de fibre utilisée, en configuration de pompage par la gaine, afin de déterminer une longueur de fibre optimale en configuration laser pour la puissance de pompe disponible. La méthode expérimentale utilisée est celle dite du « cut-back » : la puissance de pompe résiduelle $P_p(z)$ à la longueur d'onde de pompe λ_p est mesurée pour différentes longueurs z , la longueur de la fibre amplificatrice à deux cœurs est diminuée entre chaque mesure par coupes successives. La dernière mesure est effectuée pour une longueur de fibre très courte afin d'évaluer la puissance de pompe effectivement couplée dans la fibre. Le dispositif expérimental est présenté sur la figure II.29.

Notons que pour les plus grandes longueurs de fibre, la puissance d'émission spontanée amplifiée dans la bande de gain de l'ion ytterbium est non négligeable et est par conséquent susceptible de parasiter nos mesures de puissance de pompe résiduelle. Cette puissance d'émission spontanée amplifiée est donc filtrée par un filtre dichroïque de transmittivité maximale à la longueur d'onde de pompe λ_p , et totalement réfléchissant sur la bande d'amplification de l'ion ytterbium.

- *Dispositif expérimental*

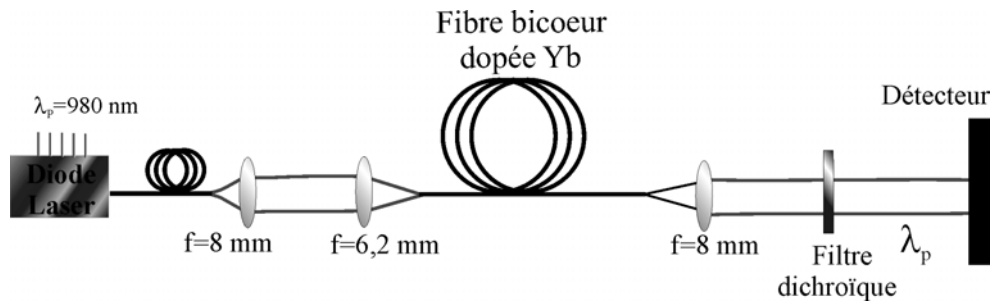


Figure II.29 : Dispositif expérimental de mesure de l'atténuation de la fibre à deux cœurs parallèles dopés ytterbium

Une bonne efficacité de couplage de la puissance de pompe dans la fibre bicoeur est corrélée à une bonne adaptation entre l'étendue géométrique du faisceau pompe émergent de la diode fibrée et celle de la fibre bicoeur.

En considérant que le faisceau pompe de la diode fibrée multimodale émerge sous un demi angle au sommet θ_p , définissant une ouverture numérique ON_p , l'étendue géométrique du faisceau pompe, qui sera conservée au cours de la traversée du système optique formée par les lentilles de collimation et de focalisation, s'exprime en $m^2 \cdot sr$ et s'écrit :

$$G_p = \pi A_p ON_p^2 \quad [II- 39]$$

Où A_p désigne la surface de la section droite de la fibre multimodale de la diode de pompe. La diode fibrée utilisée présente un diamètre de gaine interne $\Phi_{\text{gaine}} = 100 \mu m$ et une ouverture numérique $ON_p = 0,22$, soit une étendue géométrique $G_p = 1200 \mu m^2 \cdot sr$.

La même définition permet d'évaluer G_F , l'étendue géométrique d'un faisceau émergent de la gaine interne de la fibre à deux coeurs dopés, en considérant sa surface évaluée à $5600 \mu m^2$ et une ouverture numérique de gaine interne ON_F mesurée expérimentalement à $\sim 0,3$. L'étendue géométrique d'un faisceau émergent de la fibre sur tout son cône d'acceptance peut donc être évaluée à environ $1600 \mu m^2 \cdot sr$.

Ces valeurs laissent supposer qu'un bon rendement de couplage de l'onde de pompe dans la gaine interne de la fibre dopée est envisageable, mais suppose une qualité de surface parfaite sur toute la face clivée de la fibre à deux cœurs parallèles.

Nous avons hélas été confrontés sur ce point particulier à des problèmes importants, notamment pour obtenir une bonne qualité de surface de la fibre clivée en angle.

En effet, compte tenu du fort gain du milieu amplificateur, de simples réflexions de Fresnel sur les faces clivées perpendiculairement de la fibre bicoeur peuvent conduire à une oscillation laser sans autre rétroaction optique. La fibre est donc clivée avec un angle d'environ 15° afin de supprimer les réflexions parasites, en utilisant une cliveuse de précision York FK12 capable d'imposer une torsion/tension contrôlée de la fibre pendant le clivage. Cependant, ce type d'appareil bien adapté aux composants fibrés de dimensions standard (gaine $125\ \mu\text{m}$) ne permet pas d'obtenir une qualité de surface parfaite pour des fibres aux dimensions exotiques comme celle présentée ici. De légères brisures sur le contour de la face clivée affecte très significativement le rendement d'injection de la pompe, avec un résultat optimal d'environ 55%.

Ainsi, pour une puissance de pompage de $2,6\text{W}$ délivrée en sortie de la diode fibrée ($\Phi_{\text{ext}}=100\ \mu\text{m}$, $\text{ON}=0,22$), la puissance effectivement injectée à travers le couple de lentilles de focales 8mm et $6,2\text{mm}$, a été mesurée après une propagation sur $15\ \text{cm}$ de fibre à $1,43\text{W}$.

- Résultats

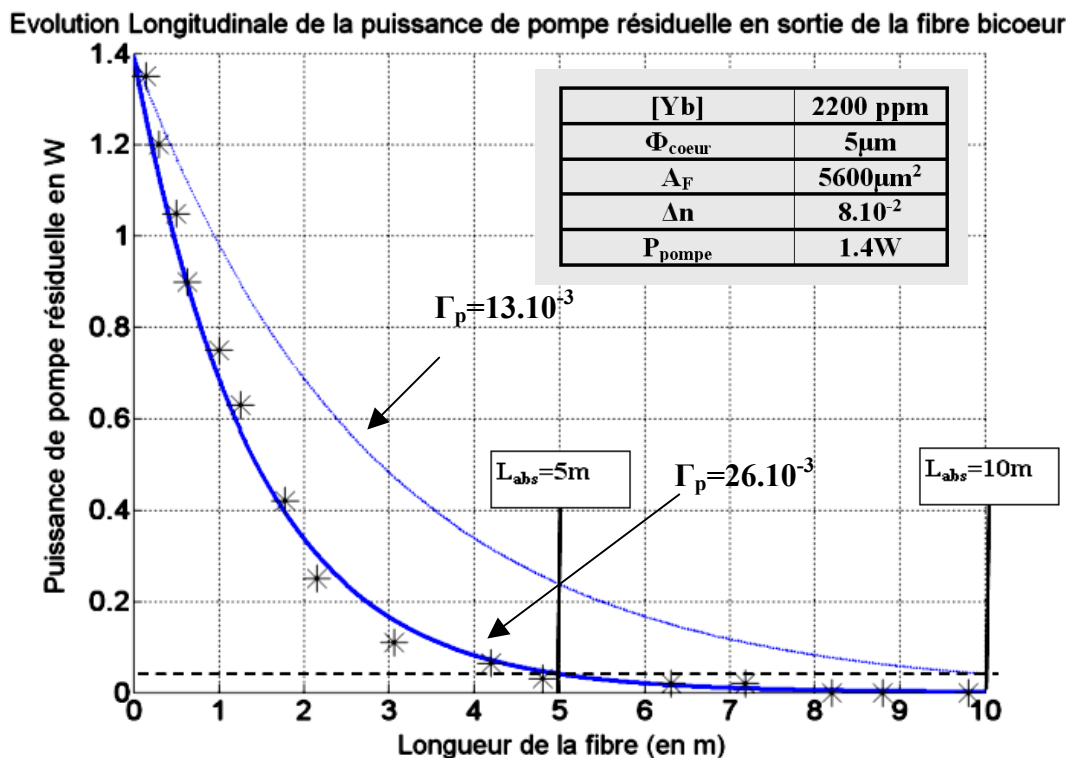


Figure II.30 : Mesure de l'absorption de la pompe en fonction de la longueur de la fibre théorique (trait plein) et expérimentale (croix). En trait discontinu : Simulation de l'absorption d'une fibre à cœur unique.

On rappelle ici que Γ_p désigne l'intégrale de recouvrement entre le faisceau de pompage et la zone dopée. Nous avons reporté sur la figure II.30 l'évolution longitudinale de la puissance de pompage résiduelle émergeant du filtre dichroïque après différentes longueurs de fibre (croix). Ces points expérimentaux sont également confrontés à l'évolution théorique prévue par le modèle analytique présenté au paragraphe II.2.3 et l'on constate une très bonne concordance entre mesure et modélisation. Rappelons que pour cette simulation, la fibre bicoeur est assimilée à une fibre monocœur présentant une aire dopée identique à la fibre bicoeur. Pour cette puissance de pompage de 1,4W, une longueur optimale d'environ 5m permet d'absorber 95% de la puissance de pompage disponible.

Nous avons également reporté sur le même graphe la modélisation de l'absorption de la pompe par une fibre monocœur de profil opto-géométrique identique à celui d'un des cœurs de la fibre bicoeur considéré isolément et de même section transversale de gaine interne que la fibre bicoeur. Numériquement, la différence entre ces deux situations se traduit par une division d'un facteur deux du recouvrement Γ_p entre onde de pompage et cœur dopé, qui diminue de 26.10^{-3} dans le cas de la fibre bicoeur à 13.10^{-3} . L'absorption de la fibre à deux cœurs est logiquement deux fois plus forte et la longueur d'absorption de la pompe diminuée d'un facteur deux.

Notons enfin que ces calculs numériques ne prennent pas en considération la dépendance modale de l'absorption, puisqu'on suppose dans les deux cas le brouillage modal suffisant pour assurer une propagation chaotique de la pompe.

En effet, nous avons montré au paragraphe III.2.1 du chapitre 1 que les modes de l'onde pompe d'ordres élevés (correspondant aux rayons hélicoïdaux) portent une grande partie de la puissance et présentent un recouvrement négligeable avec le cœur dopé dans le cas d'une fibre circulaire et ne seront en réalité jamais absorbés. La fibre à deux cœurs parallèles possède intrinsèquement les deux paramètres susceptibles d'optimiser l'absorption de la pompe, à savoir une symétrie de révolution brisée de la gaine interne et deux cœurs dopés excentrés : ceci explique le bon accord entre mesures expérimentales et modélisation, puisque la géométrie à symétrie brisée de la fibre assure une propagation chaotique de la pompe.

III.2.2. Amincissement local de la fibre par fusion étirage

- Introduction

La fibre bicoeur étant caractérisée en terme d'absorption, il convient dorénavant de réaliser le coupleur au niveau duquel les champs issus des deux cœurs amplificateurs interféreront en configuration laser, permettant une combinaison cohérente des rayonnements et une émission unimodale d'un seul des cœurs.

La réalisation, par fusion étirage, d'un coupleur 3dB à une extrémité de la fibre à deux cœurs constitue une étape cruciale de cette étude. Dans ce paragraphe, nous rappelons le principe de fonctionnement d'un tel coupleur, calculons le dimensionnement transverse de la zone amincie, la longueur d'étirage nécessaire à un couplage équilibré et décrivons le protocole expérimental mis en œuvre au cours de sa réalisation.

L'écriture de la distribution modale du champ électromagnétique du mode fondamental, donnée aux équations [I.25] et [I.26], montre la dépendance spectrale de sa répartition transverse. Plus précisément, le rayon de champ de mode w_0 du mode LP_{01} augmente avec la longueur d'onde, de même que le coefficient de couplage, puisqu'il est le résultat d'une intégrale de recouvrement entre le mode propagé dans le guide excité et la section transverse du guide voisin.

Le coefficient de partage du coupleur fusionné que nous allons concevoir, correspondant à la fraction de puissance transférée en fin d'amincissement, varie donc sur la bande de gain de l'ion ytterbium. Cette variation sera évaluée numériquement dans la suite de ce paragraphe. Dans les calculs présentés au paragraphe II.2.4, nous avons montré que lorsque le coupleur présentait un déséquilibre (coefficient de partage différent de 0,5) l'efficacité de recombinaison de l'interféromètre de Michelson actif chutait.

Par conséquent, nous allons dans un premier temps dimensionner le coupleur biconique afin qu'il présente un coefficient de partage équilibré (0,5) à la longueur d'onde centrale de la bande d'amplification de la fibre étirée. Dans un second temps, nous calculerons l'évolution du coefficient de partage sur toute la bande spectrale d'amplification et évaluerons les conséquences du déséquilibre du coupleur autour de la longueur d'onde centrale en terme d'efficacité de combinaison, en utilisant le modèle du paragraphe II.2.4.

Pour déterminer la longueur d'onde pour laquelle nous allons dimensionner le coupleur, nous avons expérimentalement mesuré le spectre optique en sortie d'un des cœurs dopés de la fibre bicoeur avant couplage. Le dispositif expérimental utilisé pour cette mesure de spectre optique est identique à celui utilisé pour la caractérisation de l'absorption (Figure II.31), la puissance de pompe injectée étant fixée à 650mW. Le faisceau issu d'un seul des cœurs est sélectionné par imagerie et filtrage spatial. La fibre est clivée en angle pour prévenir les réflexions de Fresnel et empêcher l'oscillation laser de se produire dans les cavités découplées. Le spectre relevé est présenté sur la figure II.31.

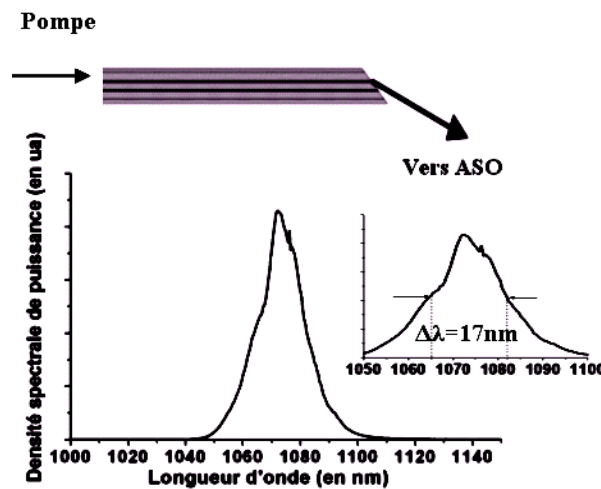


Figure II.31 : Spectres optiques mesurés en sortie d'un des cœurs de la fibre à deux cœurs découplés.

ASO : Analyseur de Spectre Optique

Ce spectre, correspond au bruit d'émission spontanée amplifiée en sortie d'un des cœurs de la fibre clivée en angle, montrant une bande d'amplification de l'ion ytterbium dans cette matrice alumino-phospho-silicate de largeur à mi hauteur très réduite (17nm, voir l'insert du graphe 31) centrée autour de la longueur d'onde de gain maximal 1075nm. C'est par conséquent à cette longueur d'onde que nous allons concevoir numériquement et expérimentalement le coupleur, de manière à obtenir un couplage équilibré 50/50.

- Principe

La technique de fusion étirage que nous allons utiliser pour coupler les deux cœurs de la fibre est la même que celle classiquement utilisée pour réaliser des coupleurs commerciaux à fibres unimodales. Les deux fibres unimodales initialement isolées optiquement sont dénudées localement et torsadées afin d'assurer leur proximité physique pendant toute la durée du

processus de fusion étirage. On injecte alors une puissance optique $P_1(z=0)$ dans un des cœurs des fibres à coupler, avant d'exercer simultanément un chauffage à très haute température provoquant la fusion de la silice et une traction aux deux extrémités de la structure. Le dimensionnement transverse (diamètre des cœurs et entraxe) de la structure fusionnée est alors localement réduit, la géométrie obtenue en fin d'amincissement (Figure II.32) conduisant à qualifier de biconique ce type de coupleur.

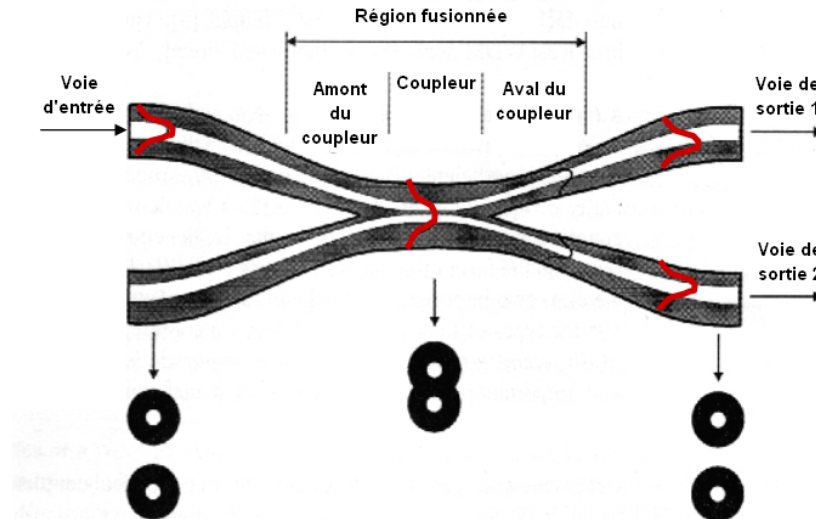


Figure II.32 : Synoptique d'un coupleur biconique fabriqué par fusion étirage

La diminution du diamètre des cœurs se traduit par une augmentation de la fraction de l'onde évanescente dans la gaine de la structure fusionnée (« étalement » du mode dans la gaine fusionnée commune). Deux cas peuvent alors se présenter :

- Les deux guides d'onde sont initialement très éloignés : leur couplage optique nécessite alors d'exercer une réduction très importante du dimensionnement transverse de la structure. Pour ces forts amincissements ($V_{\text{guide}} < 0,6$) le mécanisme de couplage par onde évanescente introduit au paragraphe III.1.4 devient inopérant, le recouvrement entre fraction de l'onde propagée dans la gaine et le deuxième cœur de dimension négligeable étant quasi nul. Il est alors nécessaire d'introduire un nouveau mécanisme de couplage, basé sur le battement entre deux modes d'un guide elliptique unique constitué par les gaines fusionnées des deux fibres baignant dans l'air [83].

- Les deux guides d'onde sont initialement en limite de couplage : la section transverse des cœurs garde une surface non négligeable tout au long du processus de fusion étirage et Les

équations du paragraphe III.1.4 sont valides. On peut calculer le coefficient de couplage à l'aide de l'équation [II-37], sa valeur augmentant au fur et à mesure de l'étirage.

Les deux cœurs de la fibre bicoeur étudiée dans ce chapitre ayant été préalablement placés en limite de couplage ($d=20\mu\text{m}$), nous nous situons dans ce second cas de figure. Nous pouvons donc calculer le coefficient de couplage et la longueur de battement entre les guides à la longueur centrale de la bande d'amplification de la fibre 1075nm par [II-37] et [II-38].

La géométrie du problème est donnée sur la figure II.33.

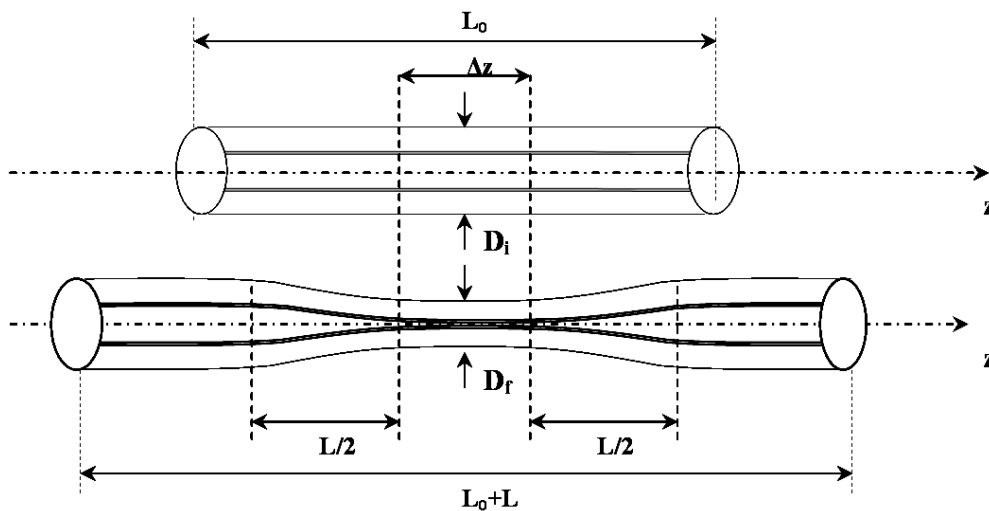


Figure II.33 : Amincissement de la fibre bicoeur. Géométrie du problème

Les deux paramètres géométriques à déterminer sont alors le facteur de réduction transverse $R_0=D_f/D_i$ au col de l'amincissement, souvent désigné par l'anglicisme taper et l'élongation correspondante L permettant d'équilibrer les niveaux de puissance sur les deux voies de sortie du coupleur pour une injection sélective sur l'une des voies d'entrée.

- Détermination du facteur de réduction transverse D_f/D_i au col du taper :

On fait ici la double approximation d'un diamètre externe de la fibre constant sur la zone de chauffe de longueur Δz (et égal au diamètre final du col de l'amincissement, D_f) et d'un

couplage électromagnétique inter-cœur limité à cette zone d'amincissement maximal (zone de chauffe du four à induction de longueur Δz).

Nous avons auparavant défini la longueur de battement comme la position longitudinale pour laquelle la lumière initialement injectée dans un cœur est totalement transférée sur l'autre cœur, puis est revenu sur le cœur d'origine. A la longueur de battement sur quatre, seule la moitié de la puissance est transférée ($P_{\text{cœur}2}(L_b/4)=P_{\text{cœur}1}(0)/2$).

Dans ces conditions, l'équi-répartition de la puissance optique sur les deux voies de sortie du coupleur sera obtenue pour un facteur de réduction du dimensionnement transverse $R_0=D_f/D_i$ de la fibre tel que la longueur de couplage Δz soit égale à la longueur de battement sur quatre :

$$L_b(R_0) = 4\Delta z \quad \text{[II-40]}$$

Expérimentalement, la zone de chauffe de la fibre est limitée au diamètre $\Delta z=2\text{cm}$ du barreau de graphite chauffé par induction. Le formalisme développé par Snyder and Love [81] nous a permis de tracer sur la figure II.34 l'évolution de la longueur de battement en fonction du coefficient d'amincissement de la fibre bicoeur. Cette modélisation prend rigoureusement en compte la réduction simultanée de l'entraxe inter-cœur d et des rayons a des cœurs de la fibre et permet d'obtenir graphiquement le facteur de réduction permettant d'obtenir une longueur de battement de l'ordre de $4.\Delta z=8\text{cm}$.

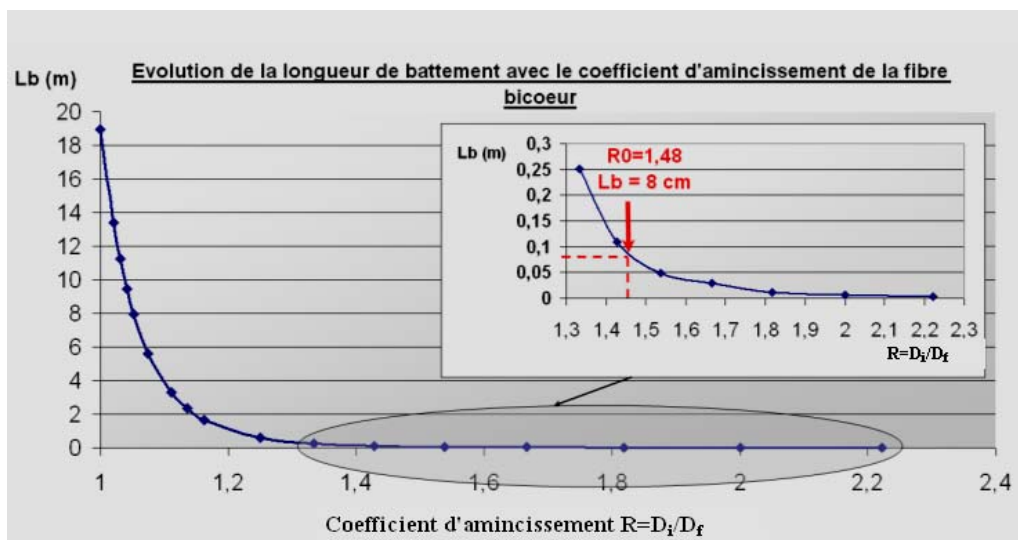


Figure II.34 : Evolution de la longueur de battement avec le coefficient d'amincissement de la fibre

$$R = D_i/D_f$$

Les deux cœurs ayant été placés en limite de couplage, l'amincissement de la fibre bicoeur conduit à une diminution très rapide de la longueur de battement : sa valeur initiale de 20m chute à moins d'un mètre pour un facteur de réduction $D_i/D_f = 1,2$ du dimensionnement transverse de la fibre. Pour un étirage poursuivi au-delà de $R=1,3$, L_b prend des valeurs centimétriques, la longueur de battement L_{b0} de 8cm visée étant obtenue pour $R_0=1,48$. Pour cet amincissement, les dimensions transverses de la fibre (qu'on suppose constantes dans le col de la zone amincie de $\Delta z=2\text{cm}$) sont respectivement $67,5$ et $54\mu\text{m}$ sur les 2 axes de symétrie de la fibre. Le rayon de cœur (initialement $2,5\mu\text{m}$) est ramené à $1,69\mu\text{m}$ et l'entraxe inter-cœur est réduit à $13,5\mu\text{m}$. Ces paramètres opto-géométriques nous permettent de déterminer les supermodes à la longueur d'onde de travail (1075 nm) de la structure bicoeur dans le col de la zone amincie à l'aide d'un logiciel commercial basé sur la méthode des éléments finis. Nous avons ainsi pu simuler la propagation d'un signal préalablement injecté dans un cœur en amont du coupleur jusqu'en bout d'amincissement de la fibre, propagation que nous avons représentée sur la figure II.35.

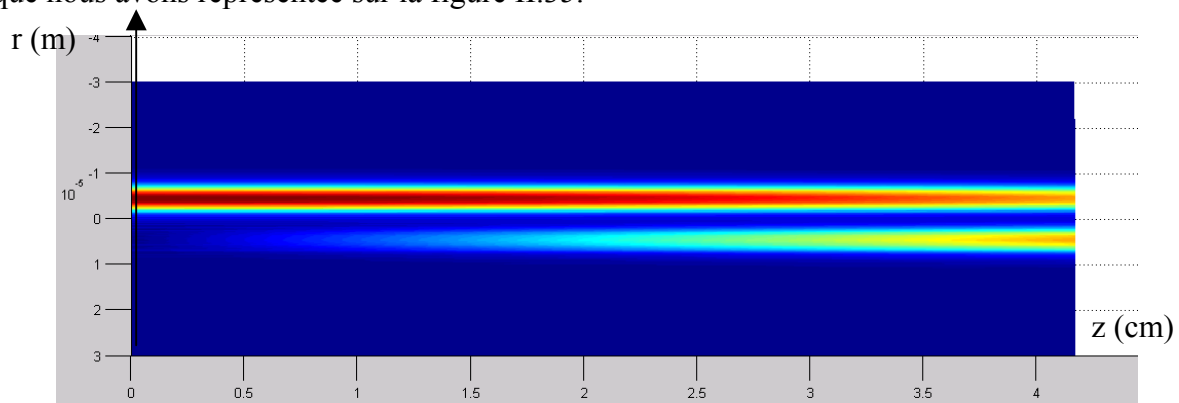


Figure II.35 : Simulations de la propagation dans la zone amincie du taper d'un faisceau injecté initialement sur un des cœurs (à $\lambda=1075\text{nm}$)

Ces calculs nous ont permis de déterminer un dimensionnement transverse de la fibre dans le col de l'amincissement permettant d'obtenir un coefficient de partage de 50% à la longueur d'onde centrale de la bande d'amplification de la fibre étudiée (1075nm). Cependant, l'aire modale des modes fondamentaux des guides couplés variant dans cette bande spectrale, le coefficient de partage du coupleur est lui aussi fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident. Nous avons calculé et représenté sur la figure II.36, l'évolution du coefficient de partage en sortie de coupleur avec la longueur d'onde.

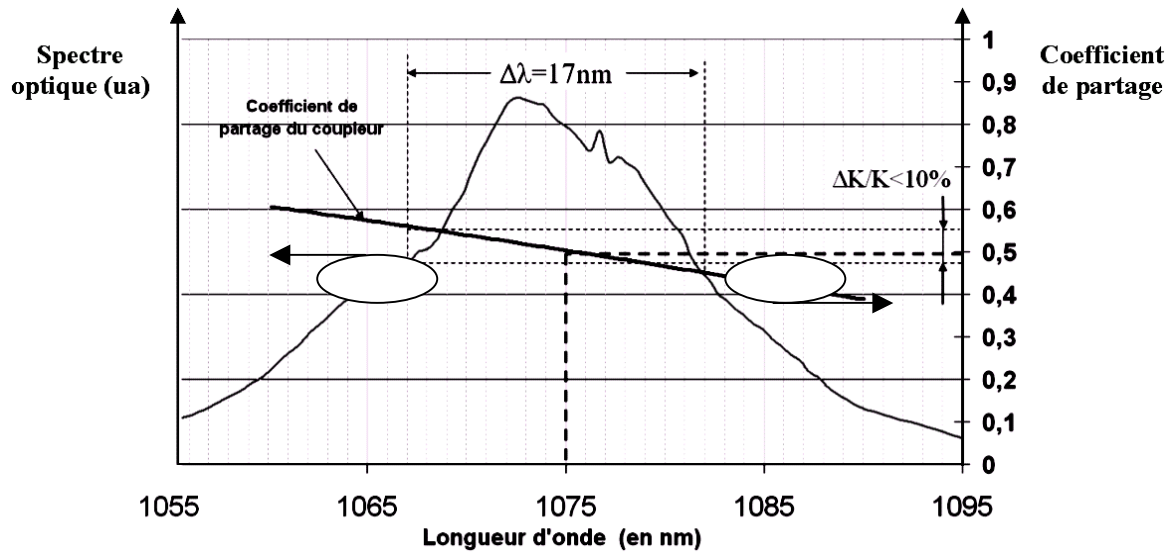


Figure II.36 : Evolution du coefficient de partage du coupleur dans la bande de gain de l'amplificateur

Comme prévu, le coupleur est équilibré à la longueur d'onde de 1075nm et on constate une variation du coefficient de partage du coupleur d'environ 10% sur la bande d'amplification de la fibre bicoeur (coefficient de partage variant de 0,4 à 0,6). Cela aura pour conséquence en fonctionnement laser une diminution de l'efficacité de combinaison des rayonnements issus des bras amplificateurs du dispositif interférométrique, comme nous l'avons démontré au paragraphe II.2.4. Afin d'estimer cette diminution de l'efficacité de combinaison pour des fréquences de résonance autour de la longueur d'onde centrale, on calcule la puissance de saturation dans chacune des sous cavités en utilisant la relation [I-49], cette dernière évoluant peu dans la bande considérée (entre 18 et 20mW). Compte tenu des niveaux de puissance intra-cavité considérés expérimentalement, on estime le rapport $\frac{I_i}{I_{\text{sat}}} \approx 25$, soit en considérant

la courbe de la figure II.18, une efficacité de combinaison supérieure à 95% sur toute la bande spectrale dans laquelle est susceptible d'osciller le laser interféromètre. De plus, en laser, la bande d'émission est plus étroite, confirmant que dans notre cas la variation du coefficient de partage peut être négligée.

Connaissant le facteur de réduction transverse R_0 à opérer pour obtenir cette évolution du coefficient de partage et une telle efficacité de combinaison, nous allons maintenant en déduire de quelle longueur la fibre fusionnée devra être étirée.

- Détermination de la longueur d'étirage L

La fibre à deux cœurs parallèles étant uniformément chauffée dans le four à induction sur une longueur Δz , on l'étire simultanément d'une longueur L. En première approximation, le dimensionnement transverse de la fibre ayant subi l'allongement obéit longitudinalement à une loi parabolique. Ainsi, l'évolution longitudinale du diamètre externe de la fibre amincie $D(z)$ s'écrit :

$$D(z) = D_f (1 + \gamma z^2) \quad \text{[II-41]}$$

où D_f désigne le diamètre final (en fin d'amincissement) du col de la zone amincie. Le coefficient d'amincissement γ est lié au coefficient de Poisson ν de la silice, qui permet de relier le facteur de réduction du dimensionnement transverse à l'allongement longitudinal réalisé :

$$\frac{dD}{D} = -\nu \frac{dL}{\Delta z} \quad \text{[II-42]}$$

où dD/D est la diminution relative du diamètre au col de l'amincissement et $dL/\Delta z$ est l'allongement relatif de la longueur chauffée Δz . Pour le verre de silice en fusion, $\nu \sim 1/2$ et en intégrant [II-42] on obtient :

$$\frac{1}{R_0} = \frac{D_f}{D_i} = e^{\frac{-L}{2\Delta z}} \quad \text{[II-43]}$$

Connaissant $R_0 = 1,48$ et $\Delta z = 2\text{cm}$, on déduit immédiatement de [II-43] la longueur d'étirage nécessaire, $L \sim 1,48\text{cm}$.

- Fabrication du taper :

Connaissant la longueur dont nous devons étirer la fibre pour assurer que le coupleur présente un coefficient de partage équilibré à 1075nm, nous décrivons maintenant la réalisation pratique du coupleur. Le banc de fusion-étirage utilisé est décrit sur la figure II.37.

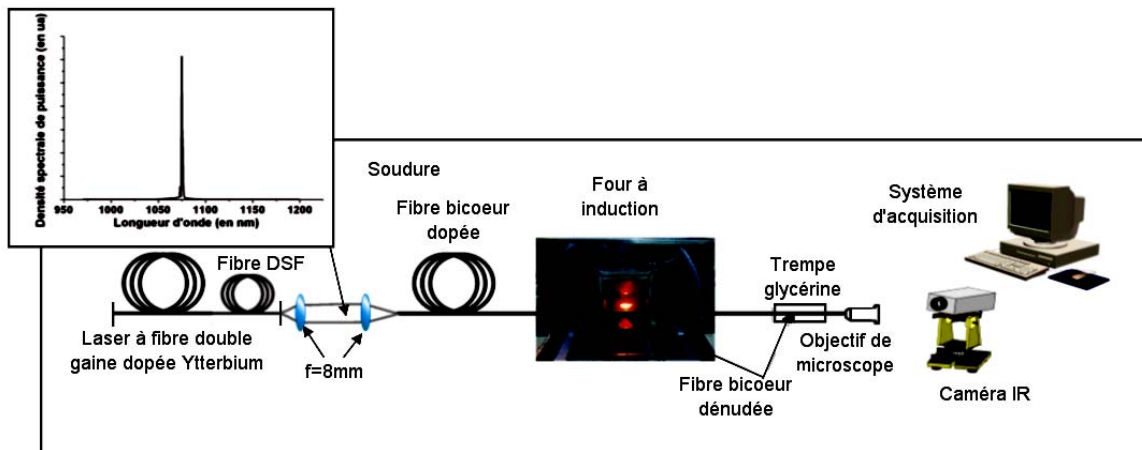


Figure II.37 : Dispositif expérimental de fusion étirage de la fibre à deux cœurs parallèles

La source excitatrice est constituée d'un laser à fibre à double gaine dopée ytterbium, délivrant une puissance laser d'environ 250mW, oscillant à la longueur d'onde de travail de 1075nm (voir spectre optique issu de la fibre à double gaine dans l'insert de la figure II.37). Le cœur dopé de cet amplificateur fibré présentant un rayon de $3,4\mu\text{m}$ pour une ouverture numérique proche de celle des cœurs de la fibre bicoeur, l'étendue géométrique du faisceau exciteur et celle définie par les cœurs du guide composite sont par conséquent différents. Une injection sélective dans un des cœurs de la fibre est donc inenvisageable directement. L'étendue géométrique du faisceau exciteur est donc artificiellement réduite par une fibre à dispersion décalée (DSF pour Dispersion Shifted Fiber) soudée en sortie d'amplificateur, présentant un très petit cœur d'environ $1,5\mu\text{m}$ de rayon pour une différence d'indice de quelques $30 \cdot 10^{-3}$. La désadaptation modale entre les deux fibres se traduit par des pertes au niveau de la soudure d'environ 10dB. Cependant, compte tenu du très fort gain de la fibre dopée ytterbium, ces pertes intra-cavité n'empêchent pas le laser à fibre d'osciller à la longueur d'onde de 1075nm. Le faisceau issu de la fibre DSF est collimaté puis focalisé sur un des cœurs de la fibre à deux cœurs, l'ajustement transverse et longitudinal de la position des deux fibres étant assuré par deux platines de positionnement de précision. L'optimisation de l'injection du faisceau exciteur en entrée de fibre bicoeur se fait visuellement à l'aide d'une caméra CCD, placée en aval d'un objectif de microscope de fort grandissement (50X) imageant la figure d'éclairement en champ proche de la fibre bicoeur. Afin d'absorber toute la puissance de pompage avant le coupleur et de s'autoriser un certain nombre d'échecs, la longueur initiale de fibre (7,5m) est légèrement supérieure à la longueur optimale (6m) calculée précédemment. Le polymère d'enduction de la fibre est localement éliminé par

attaque chimique (trempe de quelques minutes dans une solution de dichlorométhane). La zone dénudée est maintenue à ses deux extrémités par des vis de serrage et des cales de positionnement sur les bras mobiles du dispositif d'étirage. Ces deux bras peuvent être animés de mouvements de translation antagonistes dans l'axe de la fibre étirée, commandé par un moteur basse tension. L'ensemble moteur et bras de fixation est monté sur un chariot mobile permettant de placer la zone dénudée dans l'enceinte du four à induction. Ce dernier est composé d'un cylindre de graphite baignant dans un champ d'induction créé par un réseau de spires cuivrées (refroidies par circulation d'eau) alimentées par un générateur HF. La température maximale du noyau peut être estimée à environ 2000°C. Une circulation permanente d'argon permet d'éviter une usure prématurée du noyau de graphite.

Une infime partie de la lumière infrarouge émise par le graphite chauffé étant guidée dans la gaine interne de la fibre bicoeur, la figure de champ proche en sortie de fibre est très bruitée et ne peut donner d'information sur l'évolution de la répartition de la puissance portée par les deux cœurs : les modes de gaine « parasites » sont donc évacués par une immersion de la sortie dénudée de la fibre dans un liquide d'indice adapté (glycérine). L'image obtenue nous permet d'optimiser le couplage du faisceau excitateur (Figure II.38.a) et de mesurer une puissance en sortie du cœur d'injection avant amincissement $P_1=5,4\text{mW}$.

Après une mise sous tension du four à induction d'une dizaine de minutes afin qu'il atteigne une température d'environ 2000°C, la fibre est introduite dans le four environ 15 secondes sans exercer de tensions à ses extrémités afin d'homogénéiser sa température et de diminuer les tensions superficielles. Enfin, l'étirage commence, sa vitesse étant commandée par la tension continue alimentant le moteur pas à pas. Après de nombreux essais infructueux (vitesse d'étirage trop rapide, température trop basse), l'équilibrage des puissances en sortie des cœurs de la fibre est obtenu pour la longueur d'étirage calculée de 1,48cm. La figure de champ en sortie de fibre avant et après fusion-étirage est présentée à la figure II.38.

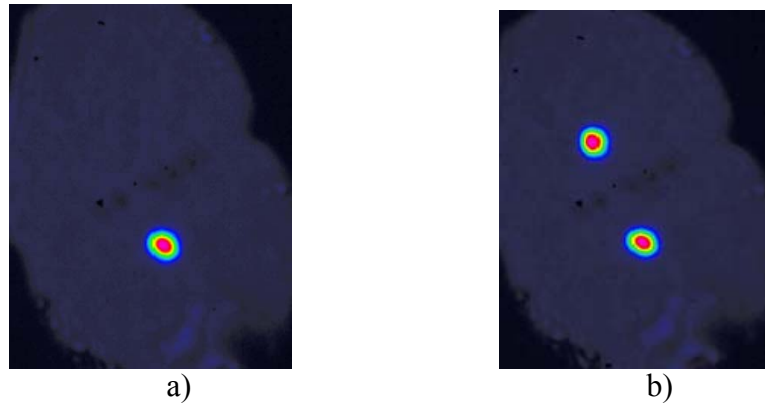


Figure II.38 : Figure du champ proche en sortie de fibre avant (a) et après (b) amincissement local.

Une fois le coupleur réalisé, toute la zone amincie et dénudée est protégée par un capillaire de silice, le coupleur étant maintenue à ses extrémités par une goutte de colle époxy. Ces manipulations sont délicates, car il est nécessaire de maintenir une tension mécanique du coupleur pendant toute la phase de protection et de séchage de la colle, du fait d'une très grande sensibilité du coefficient de partage aux perturbations extérieures. Enfin, une répartition de la puissance optique de 2,7mW est mesurée sur chacun des cœurs, synonyme d'un couplage équilibré (50/50) entre les bras du coupleur, dans la limite de la précision du mesureur de puissance utilisé.

Le composant fabriqué, protégé et caractérisé peut maintenant être testé en configuration laser interféromètre

III.3. Laser interféromètre à fibre à deux cœurs parallèles dopés ytterbium

Nous rapportons ici les résultats expérimentaux obtenus en utilisant la fibre étirée dans un résonateur à 3 miroirs, en insistant particulièrement sur sa caractérisation énergétique et sur la structuration spectrale et sur la polarisation du rayonnement émis.

III.3.1. Caractérisation énergétique du laser interféromètre à fibre bicoeur dopée ytterbium

A la suite d'un grand nombre d'essais erreurs au cours de cette étape de conception délicate, la longueur de fibre en amont du coupleur est très légèrement inférieure à la longueur nécessaire pour absorber toute la puissance de pompe disponible. Aussi est-on en mesure de prévoir une puissance de pompe résiduelle non nulle en sortie du laser, bien que très limitée (Cette dernière est estimée numériquement à environ 40mW pour 1,32W de pompe injectée).

Nous nous sommes placés dans la configuration laser interféromètre décrite théoriquement au paragraphe II.2 et caractérisé son comportement énergétique. Le synoptique général de la cavité laser est donné sur la figure II.39.

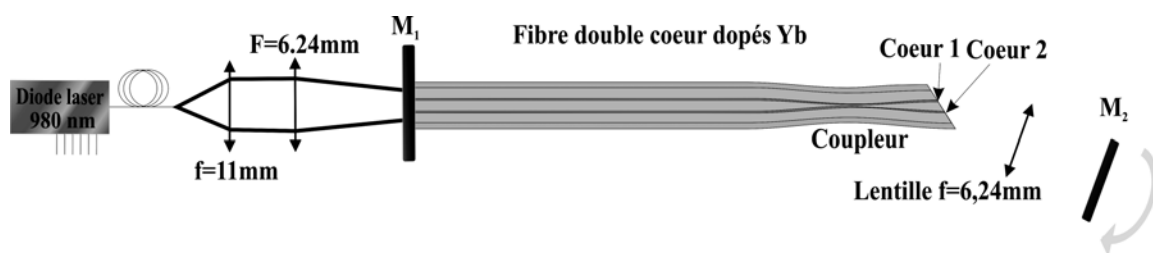


Figure II.39 : Laser interféromètre à fibre bicoeur dopée ytterbium

Le tronçon de fibre bicoeur aminci est placé entre deux miroirs M_1 et M_2 assurant une rétroaction optique aux deux extrémités de la cavité interféromètre. Le miroir M_1 est dichroïque, totalement transparent à la longueur d'onde de pompage de 978nm et de très haute réflectivité ($R > 96\%$) sur la bande de gain de l'ion ytterbium. Ce miroir est accolé à la face clivée de la fibre de manière à assurer une rétroaction identique et maximale dans les

cœurs dopés de la fibre bicoeur. Comme pour la phase d'optimisation de la longueur de la fibre, le faisceau pompe, délivré par une diode laser fibrée émettant à 978nm ($ON=0,4$, $\Phi_{\text{gaininterne}}=100\mu\text{m}$), est collimaté puis focalisé à travers le miroir M_1 par une paire de lentilles de focales respectives 11 et 6,24mm. Afin de prévenir toute réflexion de Fresnel (et un effet laser dû à ces réflexions parasites), l'autre extrémité de la fibre est clivée avec un angle d'environ 15° . Afin d'exercer une rétroaction différentielle entre les deux cavités couplées, les faisceaux issus des cœurs 1 et 2 sont imagés par une lentille de focale 6,24mm sur le coupleur de sortie M_2 de réflectivité 5%. M_2 est monté sur un support de miroir à butée micrométrique dont l'orientation permet de réinjecter sélectivement le rayonnement dans l'un ou l'autre des cœurs de manière à définir la voie commune du laser interféromètre. La caractérisation énergétique de la cavité à 3 miroirs s'est faite en 3 étapes. Une caméra CCD placée en amont du miroir M_2 nous permet de visualiser et d'enregistrer les champs proches lorsque le miroir n'exerce aucune rétroaction optique dans la cavité (Figure II.40.a), lorsqu'il effectue une rétroaction sélective sur un cœur (noté cœur 1, Figure II.40.b) puis l'autre (noté cœur 2, Figure II.40.c).

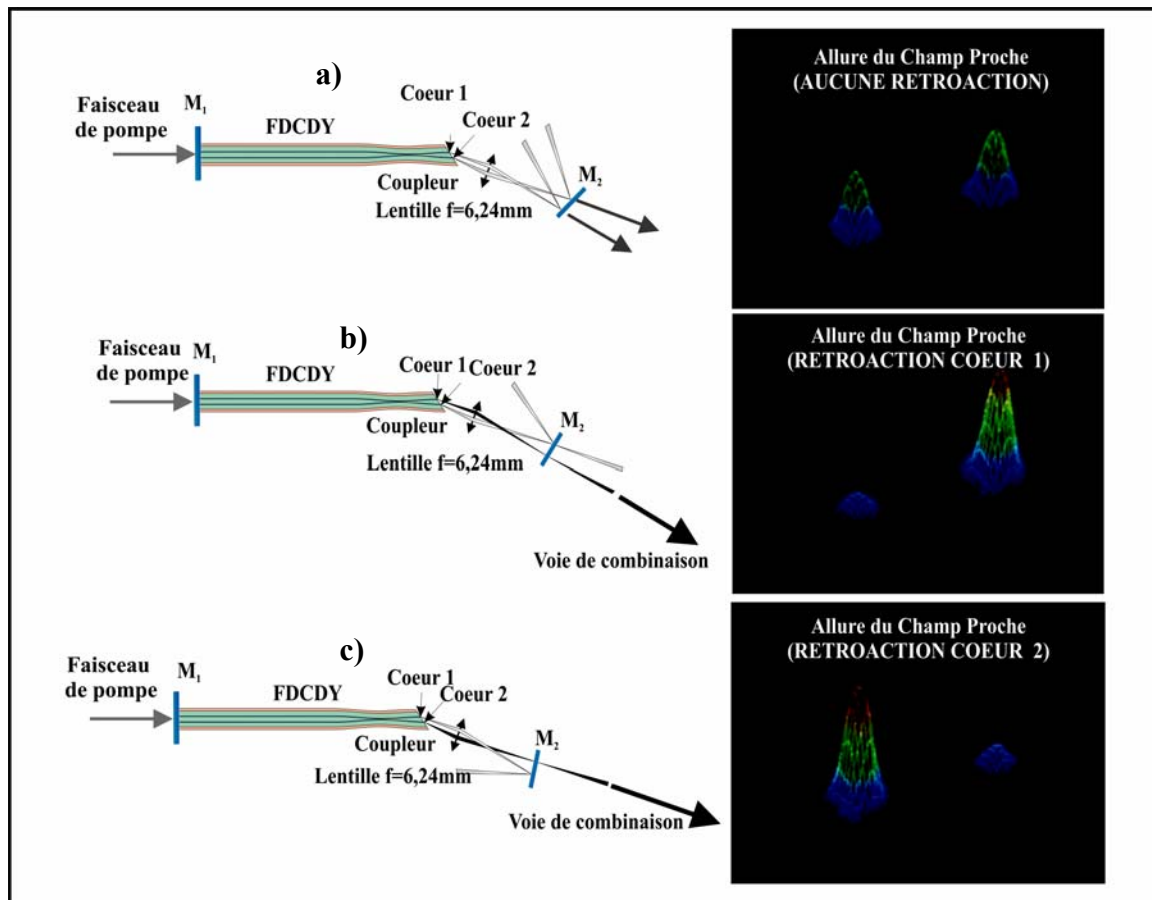


Figure II.40 : Configurations expérimentales étudiées et figures d'éclairement obtenues en champ proche

Les figures d'éclairement données sur la figure II.40 sont toutes trois enregistrées à une puissance de pompage maximale $P_{\text{pmax}}=1,320\text{W}$.

Lorsqu'aucune rétroaction n'est exercée sur une des voies de sortie du coupleur 3 dB, la figure d'éclairement en champ proche observée est constituée de deux faisceaux issus des deux cœurs de la fibre de poids respectifs équilibrés. Il est ici intéressant de constater que le fait de cliver l'extrémité de la fibre bicoeur avec un angle de 15° ne suffit ici plus à empêcher l'oscillation laser ; ceci s'explique par la présence du miroir de fond de cavité M_1 totalement réfléchissant à la longueur d'onde signal qui diminue fortement les pertes de la cavité et du très fort gain du milieu amplificateur.

Par ajustement de l'orientation du miroir M_2 , le faisceau issu du cœur 1 est réinjecté dans la cavité à travers la lentille de focale 6,24mm placée intra-cavité. Lorsqu'une telle rétroaction différentielle entre les deux cavités localement couplées est exercée, on observe sur la figure d'éclairement du champ proche en sortie de la fibre bicoeur un transfert quasi-total de la

puissance optique portée par le cœur 2 vers le cœur 1. La répartition transverse du champ observée en sortie de fibre (Figure II.40.b) est alors proche de celle observée en sortie d'une fibre unimodale à un seul cœur. Un nouvel ajustement de la position du miroir M_2 permet également d'opérer une réinjection sélective sur le cœur 2. On observe alors spontanément dans la figure de champ proche une commutation totale de la puissance optique initialement issue du cœur 1 sur le cœur 2.

Afin de quantifier l'efficacité de cette combinaison, nous avons filtré spatialement les faisceaux issus de chacun des cœurs à l'aide d'une lentille d'imagerie et d'un couteau obturant le faisceau issu d'un des cœurs, puis effectué une mesure sélective de la puissance émise par l'autre cœur. L'éventuelle puissance de pompage résiduelle en sortie de fibre est filtrée à l'aide d'un filtre dichroïque présentant une atténuation de 10dB à 978nm et transparent dans une bande de 50nm autour de 1060nm. Les puissances en sortie de chacun des cœurs sont alors relevées pour différents niveaux de pompage. Une coupe de la fibre bicoeur à quelques centimètres de l'injection de la pompe permet alors de mesurer la puissance de pompage effectivement couplée dans la fibre en fonction du courant parcourant la diode de pompe. Ceci nous permet alors de tracer les courbes de rendement énergétique du laser interféromètre données à la figure II.41.

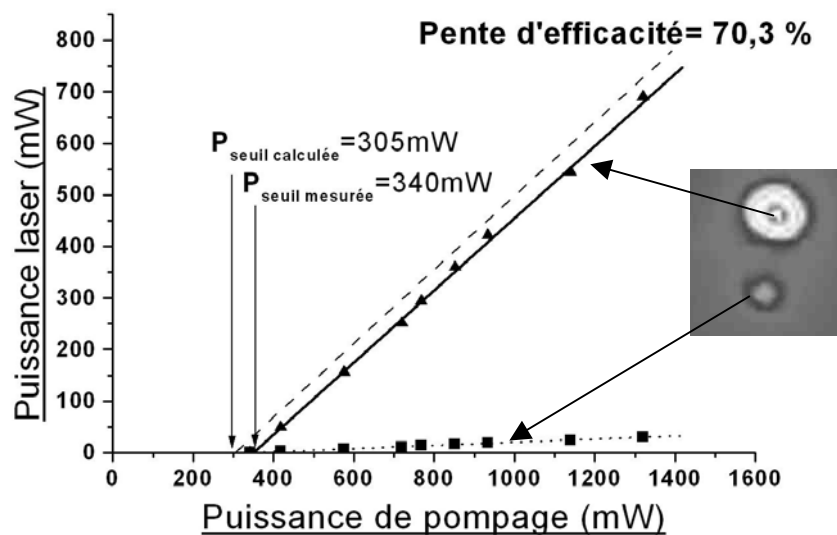


Figure II.41 : Caractéristique opto-optique du laser à fibre bicoeur : Puissance laser issue du cœur 1 (où s'effectue la rétroaction) mesurée expérimentalement (ligne continu) et calculée (ligne discontinue) en fonction de la puissance de pompage injectée. En trait pointillé : Puissance laser résiduelle sur le cœur 2 (voie de fuites)

Le fonctionnement du laser est parfaitement symétrique : les puissances mesurées en sortie du cœur 1 ou du cœur 2, lorsque ceux-ci constituent les voies communes de recombinaison sont égales (pente d'efficacité et seuil d'oscillation laser identiques) de même lorsque ceux-ci constituent les voies de fuite du dispositif interférométrique. Nous avons donc tracé en fonction de la puissance de pompage injectée dans la fibre, la puissance issue de la voie commune du laser interféromètre et celle issue du cœur constituant la voie de fuite. Le seuil mesuré est relativement élevé (340mW), la pente d'efficacité opto-optique calculée en sortie de la voie de recombinaison s'élevant à 70,3%. La puissance laser résiduelle sur le deuxième cœur ne constitue que 4% de la puissance totale mesurée en sortie des deux cœurs et l'efficacité de combinaison, définie par $\eta = \frac{P_{\text{cœur}_1}}{P_{\text{cœur}_1} + P_{\text{cœur}_2}}$, s'élève à 96%. Afin de confronter

ces résultats expérimentaux à la modélisation analytique proposée au paragraphe II.2.2 du chapitre I, nous avons assimilé la fibre à deux cœurs parallèles couplés à une fibre monocœur de concentration en ytterbium [Yb]=2200ppm, de longueur L=5,30m et de section transverse dopée S=40μm². Ces valeurs sont égales à celles de la fibre à deux cœurs parallèles. On estime dans cette modélisation que 80% de la puissance réfléchiée par le miroir M₂ est effectivement couplée dans le cœur de la fibre. Les résultats de ce calcul ont permis de tracer la caractéristique théorique (en trait pointillé) sur la Figure II.41. Les résultats expérimentaux et calculés sont rassemblés dans le Tableau 4.

	<u>Modélisation analytique</u>	<u>Résultats expérimentaux</u>
<u>Puissance de seuil</u>	302mW	<u>340mW</u>
<u>Efficacité opto-optique</u>	73%	<u>71%</u>
<u>Puissance laser maximum (P_p=1,3W)</u>	725mW	<u>690mW</u>

Tableau 4 : Récapitulatif des résultats expérimentaux obtenus confrontés aux valeurs calculées

Ces résultats analytiques et expérimentaux sont en bon accord, la différence entre la puissance de pompage au seuil laser calculé et celle mesurée expérimentalement pouvant s'expliquer par des pertes supplémentaires au niveau de l'amincissement. Ces résultats sont également cohérents avec une combinaison des rayonnements sur la voie commune du laser interféromètre proche de l'optimale (fuites résiduelles estimées à 4%). Ne disposant pas de fibre «témoin» possédant les mêmes caractéristiques opto-géométriques (dopage, rayon, différence indicielle) que la fibre utilisée dans ces expériences mais à cœur unique, nous avons réalisé une comparaison des performances théoriques d'une telle fibre monocœur avec

celles obtenues avec la fibre bicoeur (les deux calculs sont bien sûr effectués pour la même longueur $L=5,3\text{m}$ de fibre). Les résultats de cette simulation sont reportés sur la figure II.42.

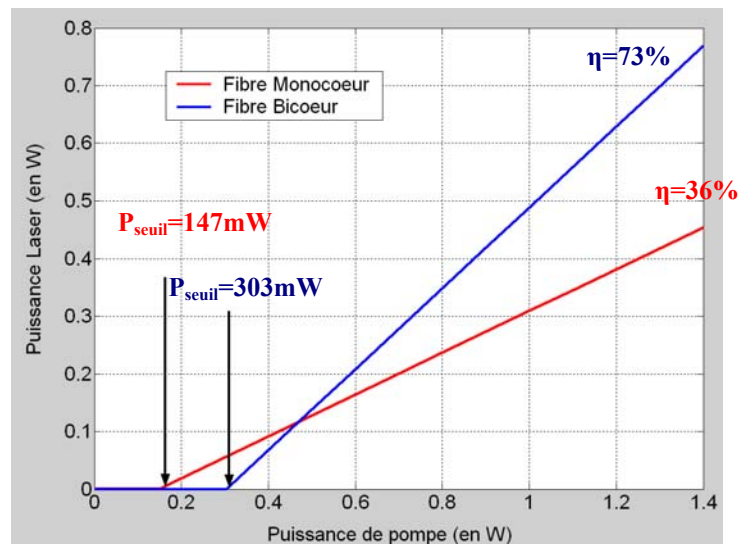


Figure II.42 : Comparaison des performances théoriques d'un laser à fibre monocœur et bicoeur de mêmes caractéristiques opto-géométriques

Compte tenu du meilleur recouvrement entre onde de pompe et zone transverse dopée, pour cette longueur de fibre, la puissance de pompe est totalement absorbée dans une fibre à deux cœurs parallèles dopés. Ce n'est pas le cas dans une fibre à un seul cœur, ce qui explique la chute d'un facteur 2 de l'efficacité de conversion opto-optique. On remarquera également la puissance de pompe au seuil d'oscillation laser est deux fois plus élevée dans le cas d'une fibre monocœur, ce qui s'explique par le doublement du volume du milieu amplificateur dans lequel l'inversion de population doit être réalisée.

Nous avons donc réalisé une combinaison cohérente de plus de 96% de la puissance extraite de la cavité laser à deux cœurs localement couplés, le laser interféromètre présentant une pente d'efficacité opto-optique globale de 71%. Nous allons maintenant présenter le comportement spectral du laser à deux cœurs parallèles et montrer qu'il est en accord avec le comportement prévu théoriquement.

III.3.2. Caractérisation spectrale du laser interféromètre à fibre bicoeur dopée ytterbium

Nous allons maintenant montrer que la structuration du spectre de fréquences temporelles émis par le laser constitue une signature claire de la cohérence et du couplage des rayonnements issus des deux cœurs dopés.

Pour ce faire, nous avons analysé le spectre des rayonnements issus de chacun des cœurs dans chacune des situations évoquées sur la Figure II.41, c'est-à-dire lorsque les cœurs 1 et 2 de la fibre constituent respectivement les voies communes de la cavité à 3 miroirs (voies de combinaison), puis lorsqu'ils constituent la voie d'émission du faisceau résiduel. L'ensemble des résultats est présenté aux figures II.43, II.44 et II.45.

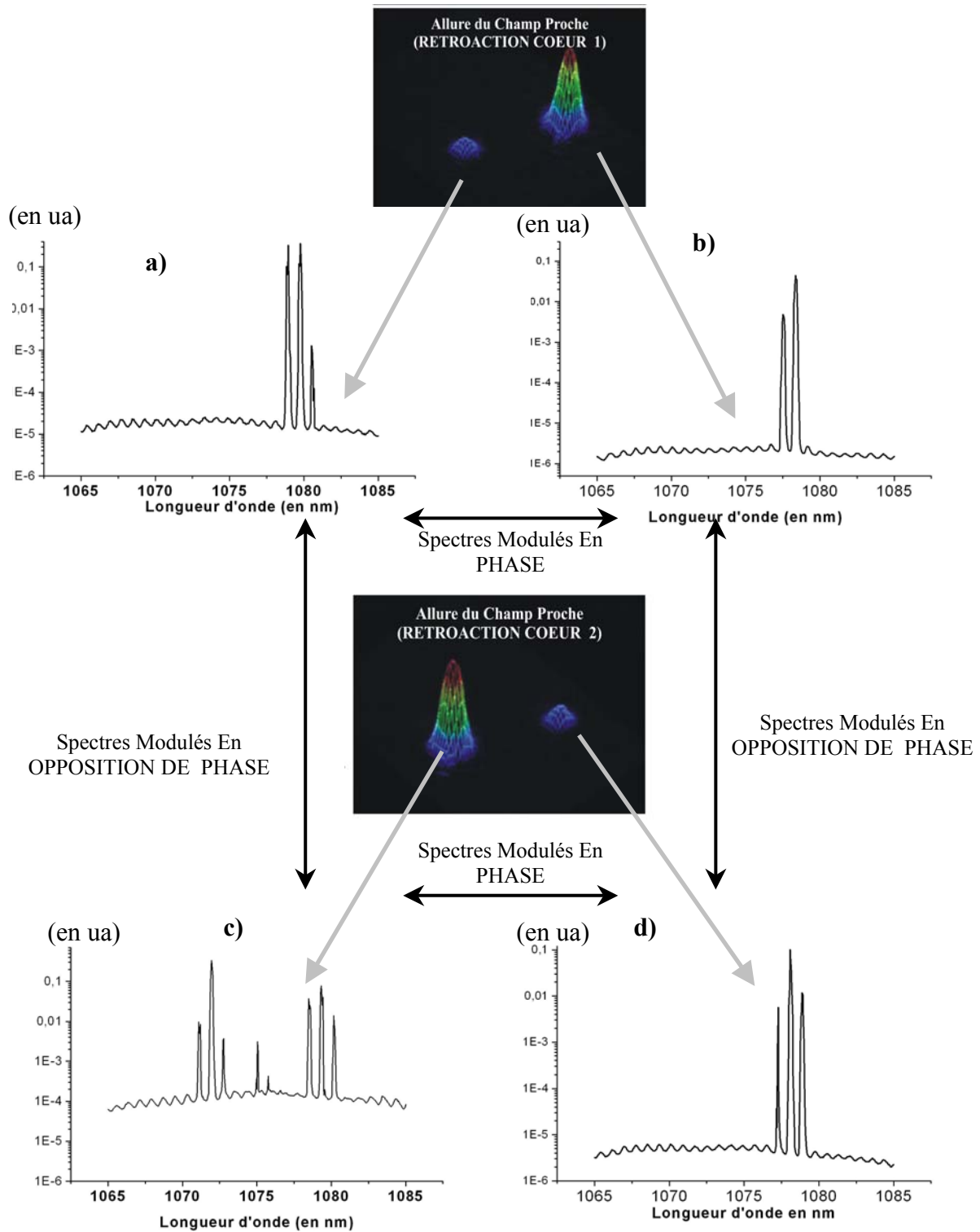


Figure II.43 : Structuration spectrale des rayonnements émis par la cavité Michelson : lorsque le cœur 1 constitue la voie de combinaison, en sortie du cœur 2 (a), en sortie du cœur 1 (b), puis lorsque la combinaison est commutée sur le cœur 2, en sortie du cœur 2 (c), en sortie du cœur 1 (d).

Comme prévu théoriquement, compte tenu du caractère interférométrique de la cavité, le spectre du rayonnement émis en sortie des deux voies du laser bicoeur est modulé périodiquement, ce qui constitue une signature du couplage cohérent des rayonnements au niveau du coupleur. Aucun élément inséré dans la cavité ne venant fixer la longueur d'onde d'émission laser, ce dernier oscille indépendamment et aléatoirement sur les fréquences temporelles correspondant aux maxima de la fonction de transfert de la cavité interféromètre dans toute la bande de gain de la fibre amplificatrice, dont la largeur à mi-hauteur avait été estimée, avant couplage des cœurs, à 17nm (de 1065nm à 1082nm).

Seuls les modes longitudinaux subissant les pertes intra-cavité minimales étant autorisés à osciller dans la cavité, les spectres modulés des rayonnements émis simultanément par les deux cœurs sont en phase, ce que nous montrons dans le cas d'une combinaison cohérente sur le cœur 1 en superposant les spectres de la figure II.43.a et b (figure II.44).

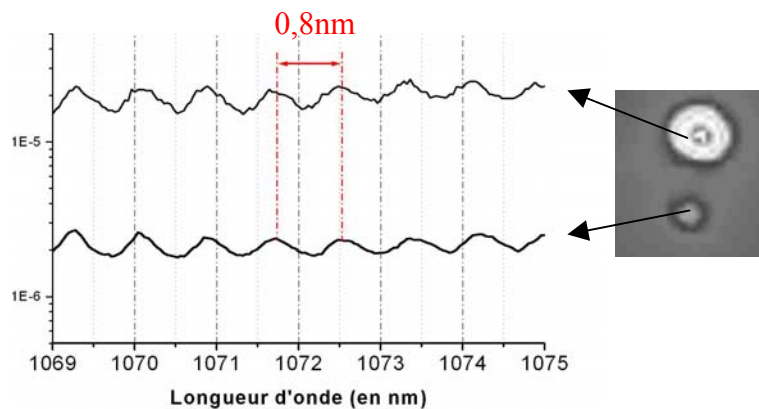


Figure II.44 : Superposition des spectres de fréquences temporelles émis simultanément sur les cœurs 1 et 2

L'examen de ces spectres expérimentaux, relevés en sortie des cœurs 1 et 2 lorsque ceux-ci constituent respectivement les voies de recombinaison et de fuite du dispositif interférométrique, présentent une périodicité spectrale de 0,8nm. D'après l'équation [II-28], ce pas de modulation correspond à une différence de marche entre les bras de l'interféromètre

bicoeur $\Delta\delta = \frac{\lambda_0^2}{2\Delta\lambda} \sim 0,7\text{mm}$, soit une différence de constantes de propagation relative

$\Delta\beta = \frac{2\pi\Delta\delta}{\lambda_0 L_0} = 1,3 \cdot 10^{-4} \beta_0$, deux ordres de grandeur supérieur à la différence de constantes de

propagation relative minimale permettant d'assurer au moins deux modulations dans la bande de gain de l'ion ytterbium et une combinaison stable des rayonnements. Enfin, la commutation d'un cœur sur l'autre se traduit par un décalage d'une demi-période de

modulation dans le spectre des fréquences temporelles émis. Le peigne des fréquences à pertes minimales correspond aux maxima des fonctions de transfert de la cavité interférométrique qui sont complémentaires selon qu'on considère l'un ou l'autre des cœurs comme voie de sortie principale. Cette complémentarité est montrée sur la figure II.45 par la superposition des spectres 45 a et c et Figure II.46 par la superposition des spectres des figures 43 b et d.

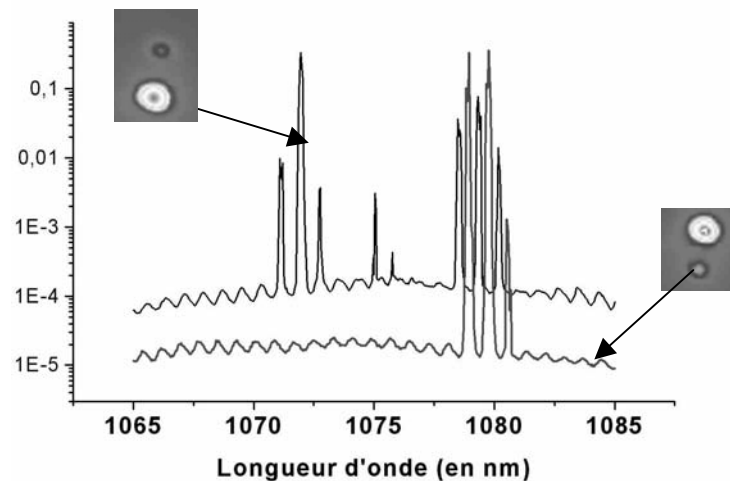


Figure II.45 : Spectre des fréquences temporelles du rayonnement issu du cœur 1 lorsque celui constitue la voie de recombinaison du dispositif interférométrique (courbe noire), lorsqu'il constitue la voie de fuite (courbe grise)

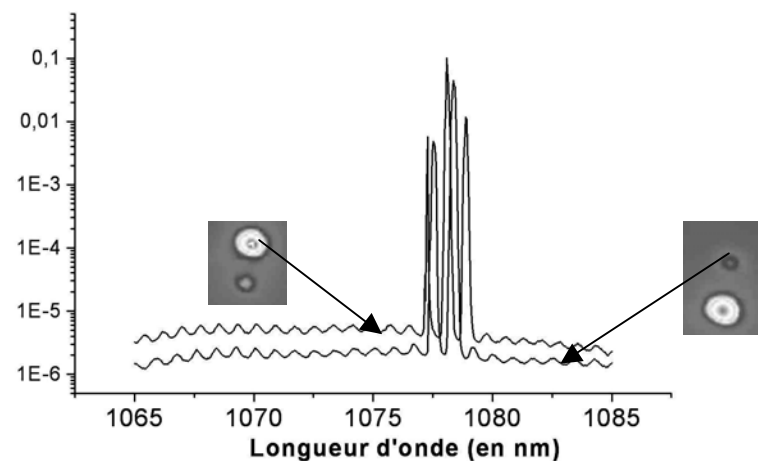


Figure II.46 : Spectre des fréquences temporelles du rayonnement issu du cœur 2 lorsque celui constitue la voie de recombinaison du dispositif interférométrique (courbe noire), lorsqu'il constitue la voie de fuite (courbe grise)

Dans ce paragraphe, nous avons vérifié expérimentalement que la structuration spectrale du rayonnement émis par un laser interféromètre de Michelson obéissait à celle prévue théoriquement au paragraphe II.2.3. Dans ce qui suit, nous allons maintenant étudier le comportement du laser interféromètre en terme de polarisation.

III.3.3. Polarisation du laser interféromètre à fibre bicoeur dopée ytterbium

Dans les deux paragraphes précédents, nous avons successivement présenté le comportement énergétique du laser interféromètre de Michelson, démontré expérimentalement qu'il était possible de sommer de manière cohérente les champs issus des deux cœurs dopés couplés et observé la signature spectrale de cette combinaison cohérente.

Cependant, un point crucial reste encore en suspens : pour être efficacement combinés, les faisceaux interférant au niveau du coupleur doivent présenter des états de polarisation identiques. Dans notre cavité, aucun composant n'a été spécifiquement inclus pour fixer l'état de polarisation des faisceaux se propageant dans chacun des bras du laser interféromètre. Or, les expériences de sommation cohérente des rayonnements émis par N lasers à fibre élémentaires dans une configuration interféromètre de Michelson rapportées dans la littérature ont montré la nécessité de fixer l'état de polarisation du rayonnement propagé dans un des bras de l'interféromètre, pour obtenir l'efficacité de combinaison optimale.

Dans notre cavité, il semble donc que les états de polarisation des champs interférant au niveau du coupleur s'auto-ajustent spontanément pour permettre une combinaison efficace des rayonnements en sortie de la voie commune. Ce comportement atypique n'est possible que si les propriétés intrinsèques de la fibre et du coupleur discriminent un état de polarisation (ou une superposition d'états de polarisation, comme nous le montrerons par la suite) subissant des pertes minimales après un aller-retour dans la cavité à trois miroirs.

Dans un premier temps, nous avons souhaité vérifier l'état de polarisation du rayonnement sur la voie de sortie principale du laser interféromètre (sur laquelle on effectue la recombinaison). Pour cela, nous avons placé sur le trajet du faisceau laser émergent du cœur de recombinaison un polariseur monté sur une platine de rotation. Nous avons ensuite relevé la puissance issue du polariseur en fonction de l'angle θ de rotation. La même procédure est répétée pour le rayonnement issu de l'autre cœur, lorsque celui-ci constitue la voie commune

de l'interféromètre. Les courbes tracées à partir de ces mesures sont reportées sur la figure II.47.

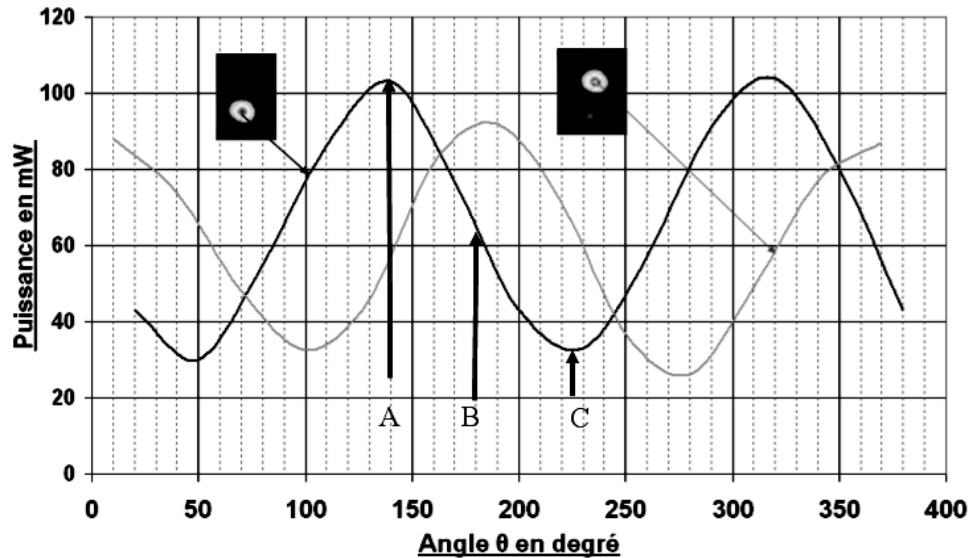


Figure II.47: Puissance mesurée en sortie du polariseur en fonction de l'orientation de son axe passant

Les puissances relevées en sortie du polariseur évoluent sinusoïdalement en fonction de son orientation. Ces mesures peuvent être interprétées de deux manières : on peut supposer dans un premier temps que les rayonnements issus de la voie commune de l'interféromètre sont polarisés elliptiquement (avec des rapports d'ellipticité égaux à 3 et 3,5 selon que l'on considère une recombinaison sur l'un ou l'autre des cœurs). Ces mesures peuvent également être la signature d'une émission laser en sortie de la voie de combinaison distribuée sur deux fonctions propres de polarisation du laser orthogonalement polarisées et totalement indépendantes.

Afin de déterminer laquelle de ces deux hypothèses est ici effectivement vérifiée, nous avons commencé par relever le spectre des fréquences temporelles en sortie du cœur 2 pour trois orientations du polariseur placé en sortie du laser (ces trois positions étant repérées par les lettres A, B, C sur la Figure II.47). Ces positions correspondent respectivement à un maximum de puissance mesurée en sortie du polariseur (position A), une position médiane (position B) et à un minimum de puissance en sortie du polariseur (position C). Les spectres relevés sont donnés sur la figure II.47.

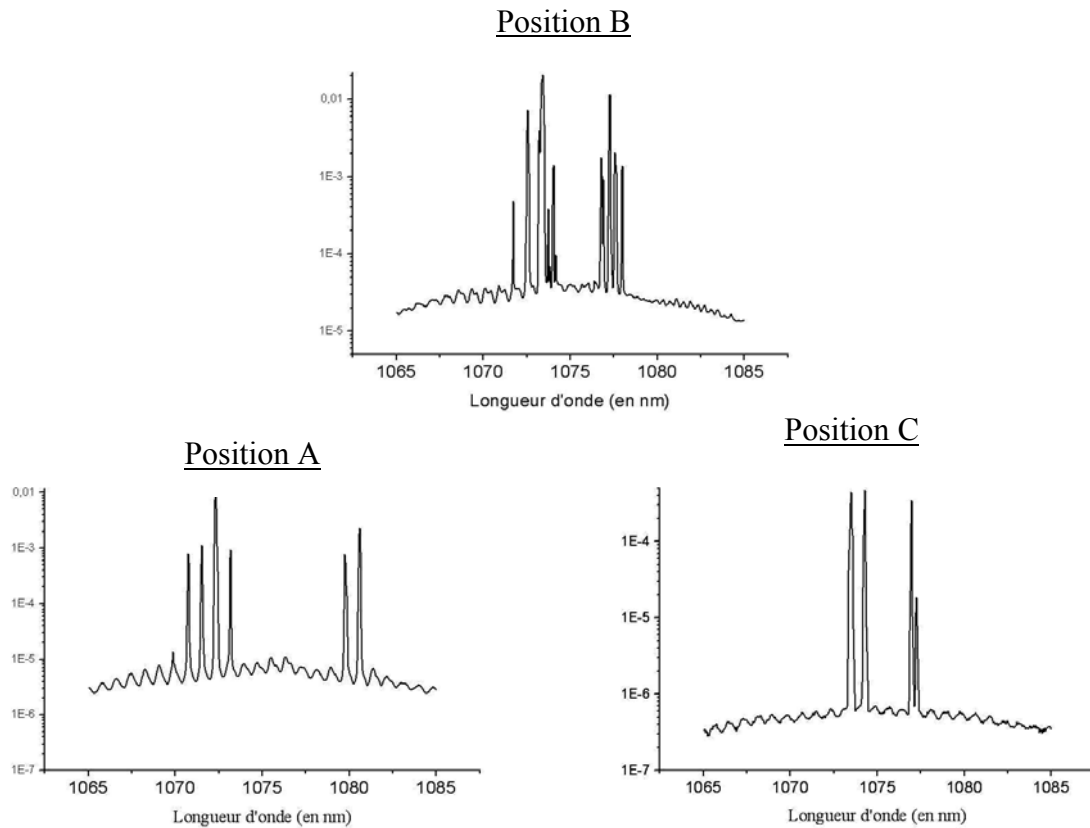


Figure II. 48 : Spectres des fréquences temporelles relevés en sortie du cœur 2 pour trois orientations du polariseur, respectivement $\theta=140^\circ$ (A), $\theta=185^\circ$ (B), $\theta=230^\circ$ (C).

Comme nous le voyons sur la figure II.48, la structuration spectrale du rayonnement émergent du polariseur dépend de son orientation. Lorsque le polariseur est positionné à 140° ou 230° , les spectres relevés sont périodiques et réguliers. Lorsque le polariseur est orienté selon la position B, l'allure du spectre relevé semble correspondre à la superposition de peigne de fréquences de périodicité différentes. Ces observations nous amène à suggérer que le rayonnement issu du laser interféromètre est constitué de 2 fonctions propres de polarisation indépendantes constituée d'un peigne de fréquences temporelles différentes. Remarquons cependant que les spectres donnés sur la figure II.43, sans filtrage de la polarisation, étaient périodiques. Cette différence peut s'expliquer par un poids des contributions des états de polarisation trop inégal pour être décelé dans le spectre des fréquences temporelles. Il est également possible que sous certaines conditions initiales, le laser oscille sur un seul état de polarisation.

Pour confirmer ces premières observations, nous avons disposé sur le trajet du faisceau laser issu de la voie de combinaison en amont de l'analyseur une lame quart d'onde. Le dispositif expérimental est donné sur la figure II.49.

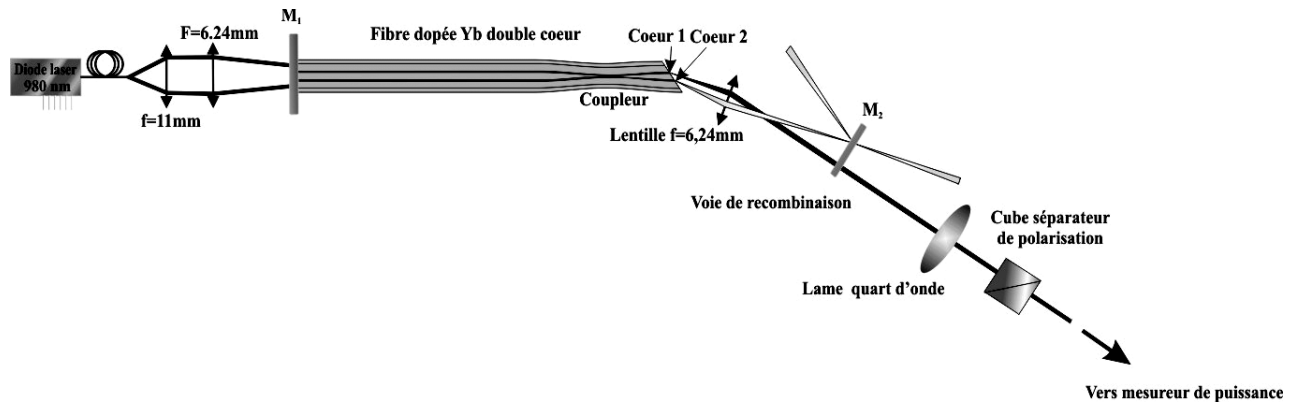


Figure II.49 : Dispositif expérimental d'analyse de la polarisation issue du laser interféromètre

Si le rayonnement émis par le laser était polarisé elliptiquement, il existerait alors une orientation de la lame quart d'onde pour laquelle cette polarisation est rendue rectiligne. Pour une inclinaison de l'axe passant du polariseur à 90° par rapport à la direction de cette polarisation rectiligne, la puissance mesurée en aval du polariseur doit alors s'annuler. Une telle orientation relative de la lame quart d'onde et du polariseur susceptible d'éteindre le rayonnement en sortie du polariseur n'a pas été observée expérimentalement. Par conséquent, cela confirme l'hypothèse de deux fonctions propres de polarisation indépendantes qui oscillent spontanément et indépendamment dans la cavité interféromètre.

Afin d'expliquer pourquoi la cavité discrimine spontanément deux états de polarisation subissant des pertes minimales, nous avons mesuré la biréfringence de groupe des cœurs de la fibre à deux cœurs parallèles à l'aide de la méthode du spectre cannelé.

Si les guides de la fibre à deux cœurs parallèles ne présentent pas d'anisotropie particulière, le mode fondamental LP_{01} se décompose sur la base de deux modes de polarisation orthogonaux linéaires (respectivement HE_{11x} et HE_{11y}) se propageant à des vitesses identiques (c'est-à-dire d'indices effectifs n_{ex} et n_{ey} égaux) l'orientation des directions de polarisation de ces deux modes de polarisation X et Y étant alors quelconques. Au contraire, si les cœurs de la fibre présente une anisotropie, il n'existe que deux directions X et Y (axes lent et rapide de la fibre, voir figure II.50) suivant lesquelles une onde polarisée linéairement à l'entrée d'un des guides conservera sa polarisation linéaire en cours de propagation. Une onde polarisée arbitrairement en entrée d'un des guides se décompose alors sur la base de ces deux modes de polarisation orthogonaux, qui présentent cette fois des indices effectifs n_{ex} et n_{ey} différents. Une onde initialement polarisée linéairement, dont l'axe de polarisation est orienté en entrée de fibre

avec un angle α par rapport à un axe neutre, se décompose alors sur la base de ces deux modes qui se propagent en se déphasant : son état de polarisation évolue donc en cours de propagation, ce déphasage étant lié à la biréfringence de groupe de la fibre définie par :

$$B = (n_{e_x} - n_{e_y}) - \lambda_0 \frac{d}{d\lambda} (n_{e_x} - n_{e_y}) \quad [\text{II-44}]$$

Une méthode de mesure de la biréfringence de groupe d'une fibre optique (méthode du spectre cannelé) est présentée à la Figure II.50. Le lecteur intéressé par la démonstration théorique complète de cette méthode se reportera à la référence [84].

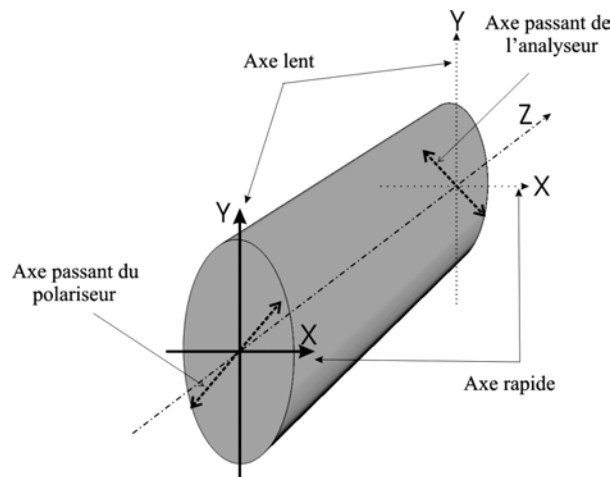


Figure II.50 : Schéma de principe de la méthode du spectre cannelé pour la mesure de la biréfringence de groupe d'une fibre optique

On utilise une source excitatrice à large bande spectrale dont la polarisation est rendue linéaire par un polariseur positionné à l'entrée du montage et dont l'axe passant est positionné à 45° des axes neutres de la fibre. En sortie de fibre, on place un second polariseur orienté à 90° par rapport à l'axe passant du polariseur d'entrée. Dans ces conditions, le spectre relevé en aval du second polariseur est périodique, de période $\Delta\lambda$. Connaissant la longueur de fibre L et cette périodicité spectrale $\Delta\lambda$, on déduit la biréfringence de groupe B de la fibre par la relation :

$$B = \frac{\lambda_0^2}{L\Delta\lambda} \quad [\text{II-45}]$$

Le dispositif expérimental utilisé pour mesurer la biréfringence de groupe de la fibre à deux cœurs parallèles est donné sur la figure II.51 :

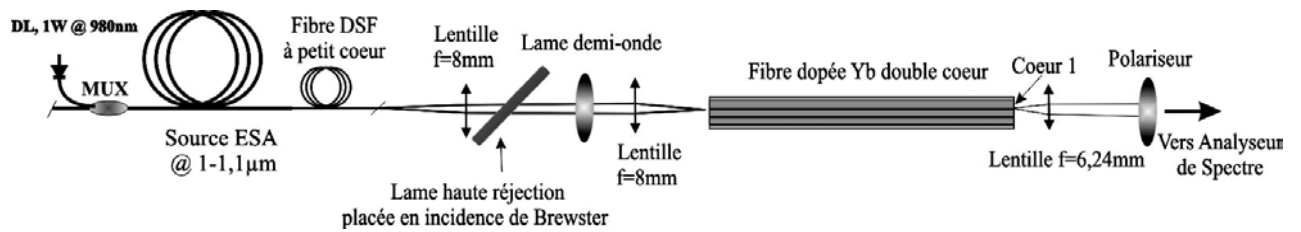


Figure II.51 : Dispositif expérimental de mesure de la biréfringence de groupe de la fibre à deux cœurs parallèles dopés aux ions ytterbium

La source large bande est constituée d'une fibre à double gaine dopée ytterbium pompée par une diode laser délivrant 1W à 980nm à travers un multiplexeur en longueur d'onde (MUX). Une injection sélective dans un des cœurs de la fibre nécessite une adaptation de l'étendue géométrique du faisceau excitateur et de celle définie par les cœurs de la fibre bicoeur. Cette adaptation modale est réalisée par une fibre à dispersion décalée (DSF) à petit cœur soudée en sortie d'amplificateur. Les extrémités de la fibre dopée ytterbium et de la DSF sont clivées avec un angle de 15° pour interdire toute réflexion de Fresnel. Le faisceau émis en sortie de la fibre à dispersion décalée traverse successivement une lentille de collimation de focale 8mm, une lame placée en incidence de Brewster polarisant linéairement le faisceau, une lame demi-onde sur une platine de rotation dont la position angulaire permet de choisir l'orientation de la polarisation linéaire et enfin une lentille de focalisation. La fibre est maintenue sur un dispositif mécanique de micro-déplacement permettant d'exciter sélectivement l'un ou l'autre des cœurs de la fibre. Le faisceau polarisé est injecté dans un des cœurs d'un tronçon de 1m de fibre à deux cœurs parallèles. Le faisceau émergent du cœur excité traverse alors un second polariseur, avant d'être analysé à l'aide d'un analyseur de spectre Anritsu de résolution spectrale 0,07nm.

Pour orienter la polarisation linéaire du rayonnement injecté dans la fibre bicoeur à 45° des axes neutres de la fibre, on recherche dans un premier temps les orientations relatives de la lame demi-onde et du polariseur de sortie telles qu'aucun flux lumineux ne soit détecté au niveau de l'analyseur. Dans ces conditions, le polariseur d'entrée est orienté suivant un axe neutre de la fibre et l'analyseur est orienté suivant l'axe orthogonal. Il suffit alors de tourner simultanément polariseur et analyseur de 45° pour obtenir les conditions expérimentales recherchées.

On relève alors un spectre modulé, de périodicité $\Delta\lambda=19\text{nm}$ dont on déduit par la relation [II-45] une biréfringence de groupe $B \approx 5 \cdot 10^{-5}$. Les cœurs de la fibre sont donc biréfringents et en

recommençant la même mesure pour le second cœur de la fibre, on s'aperçoit que les repères formés par les axes neutres des deux cœurs de la fibre ne sont pas colinéaires, mais inclinés l'un par rapport à l'autre d'un angle de 55° . Ces deux repères distincts ne sont donc pas imposés par les axes de symétrie de la section transverse de la fibre bicoeur (voir figure II.28). Les cœurs sont donc légèrement elliptiques, inclinés l'un par rapport à l'autre d'un angle de 55° (aucune précaution particulière n'ayant été prise pour aligner les axes de biréfringence des cœurs pendant la phase de fabrication).

La représentation schématique de l'arrangement géométrique des cœurs dans la fibre ainsi que les notations adoptées pour l'étude analytique qui va suivre sont donnés sur la figure II.51.

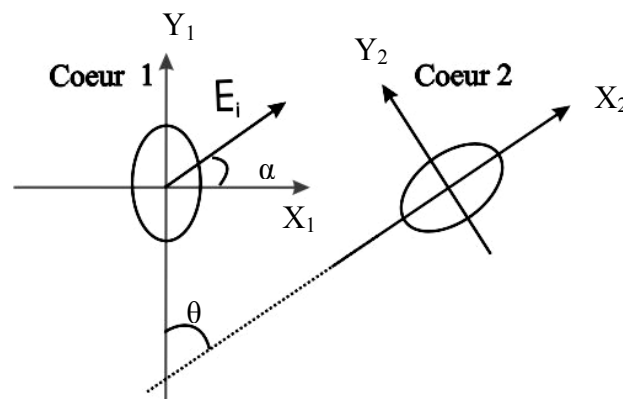


Figure II.51 : Représentation schématique de l'agencement des axes neutres des cœurs dans la fibre à deux cœurs parallèles

Dans le contexte de notre étude, la biréfringence de forme des cœurs a une conséquence directe au niveau du coupleur. En effet, le coefficient de partage d'un coupleur biconique fabriqué à partir de guides biréfringents dépend de la polarisation de l'onde incidente [85]. On appellera respectivement C_Y le coefficient de partage vu par une onde polarisée suivant Y_1 ou Y_2 et C_X celui vu par une onde polarisée suivant X_1 ou X_2 .

Nous avons rencontré des difficultés à évaluer $\Delta C = C_X - C_Y$ expérimentalement. La première difficulté consiste à isoler les axes neutres du cœur d'injection en présence du coupleur. La seconde difficulté est liée à la faible valeur de ΔC . Nous avons cependant constaté expérimentalement la dépendance du coefficient de couplage à la polarisation incidente et évaluons la valeur de ΔC à quelques 10^{-2} . A partir de ce constat, nous proposons de montrer analytiquement qu'un tel système discrimine spontanément deux états de polarisation, en considérant des couples C_X et C_Y arbitrairement choisis, mais dont la différence ΔC est du même ordre de grandeur à celle existant au niveau du coupleur biconique. Les conclusions de cette étude sont données à la fin de l'analyse.

Nous allons dans un premier temps considérer l'écriture vectorielle du champ associé à une onde linéairement polarisée \vec{E}_i se propageant sur la voie commune. On repère l'axe de polarisation par son angle α avec l'axe neutre X_1 . Afin d'alléger les écritures, on omet la dépendance temporelle $e^{j\omega t}$. On considère les notations et repères de la figure II.51 et les différents champs intervenant dans les calculs sont représentés sur la figure II.52

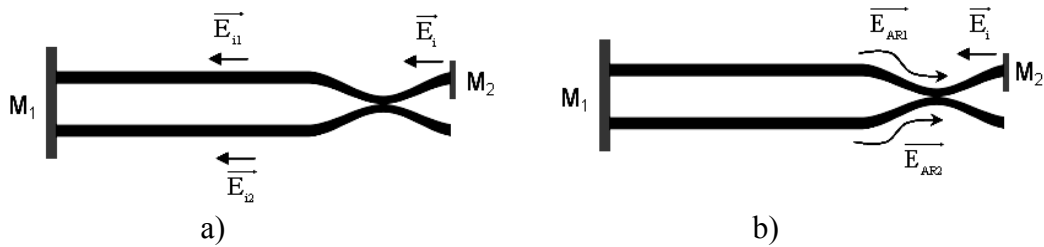


Figure II.52 : Notations utilisées pour le calcul des champs au niveau du coupleur avant et après réflexion sur M_1

Dans le repère formé par les axes neutres du cœur 1, le champ \vec{E}_i s'écrit :

$$\vec{E}_i = \begin{cases} E_{0x_1} = E_0 \cos \alpha \\ E_{0y_1} = E_0 \sin \alpha \end{cases} \quad (\text{Dans le repère } X_1, Y_1) \quad \text{[II-46]}$$

Au niveau du coupleur, le champ \vec{E}_i se répartit sur les deux bras de l'interféromètre selon les deux champs \vec{E}_{i1} et \vec{E}_{i2} , ainsi que nous le montrons sur la figure II.52.a.

Le champ \vec{E}_{i1} s'écrit dans le repère des lignes neutres du cœur 1 :

$$\vec{E}_{i,1} = \begin{cases} \sqrt{1-C_x} E_0 \cos \alpha \\ \sqrt{1-C_y} E_0 \sin \alpha \end{cases} \quad (\text{Dans le repère } X_1, Y_1) \quad \text{[II-47]}$$

Dans le repère des lignes neutres du cœur 2, le champ \vec{E}_{i2} se met sous la forme :

$$\vec{E}_{i,2} = \begin{cases} (\cos(\theta) E_0 \cos(\alpha) - \sin(\theta) E_0 \sin(\alpha)) \sqrt{C_x} \\ (\sin(\theta) E_0 \cos(\alpha) + \cos(\theta) E_0 \sin(\alpha)) \sqrt{C_y} \end{cases} \quad (\text{Dans le repère } X_2, Y_2) \quad \text{[II-48]}$$

Après un aller retour dans la cavité interféromètre (voir figure II.52.b), les composantes du champ \vec{E}_i ayant voyagé sur le cœur 1 ont respectivement accumulé des déphasages Φ_{X1} , Φ_{Y1} .

De même, le champ \vec{E}_{i2} voit ses composantes affectées des déphasages Φ_{X2} et Φ_{Y2} . Ainsi, après un second passage dans le coupleur, on obtient :

$$\overrightarrow{E}_{AR,1} = \begin{pmatrix} (1-C_x)E_0 \cos(\alpha) e^{j\Phi_{X1}} \\ (1-C_Y)E_0 \sin(\alpha) e^{j\Phi_{Y1}} \end{pmatrix} \quad (\text{Dans le repère } X_1, Y_1) \quad [\text{II-49}]$$

$$\overrightarrow{E}_{AR,2} = \begin{pmatrix} (E_0 \cos(\theta) \cos(\alpha) - E_0 \sin(\theta) \sin(\alpha)) C_x e^{j\Phi_{X2}} = AC_x e^{j\Phi_{X2}} \\ (E_0 \sin(\theta) \cos(\alpha) + E_0 \cos(\theta) \sin(\alpha)) C_Y e^{j\Phi_{Y2}} = BC_Y e^{j\Phi_{Y2}} \end{pmatrix} \quad (\text{Dans le repère } X_2, Y_2) \quad [\text{II-50}]$$

Soit dans le repère des axes neutres du premier cœur :

$$\overrightarrow{E}_{AR,2} = \begin{pmatrix} AC_x \cos(\theta) e^{j\Phi_{X2}} + BC_Y \sin(\theta) e^{j\Phi_{Y2}} \\ -AC_x \sin(\theta) e^{j\Phi_{X2}} + BC_Y \cos(\theta) e^{j\Phi_{Y2}} \end{pmatrix} \quad (\text{Dans le repère } X_1, Y_1) \quad [\text{II-51}]$$

Le champ retour total s'écrit donc dans le repère des lignes neutres du guide 1 :

$$\overrightarrow{E}_{AR}^T = \begin{pmatrix} AC_x \cos(\theta) e^{j\Phi_{X2}} + BC_Y \sin(\theta) e^{j\Phi_{Y2}} + (1-C_x)E_0 \cos(\alpha) e^{j\Phi_{X1}} \\ -AC_x \sin(\theta) e^{j\Phi_{X2}} + BC_Y \cos(\theta) e^{j\Phi_{Y2}} + (1-C_Y)E_0 \sin(\alpha) e^{j\Phi_{Y1}} \end{pmatrix} \quad (\text{Dans le repère } X_1, Y_1) \quad [\text{II-52}]$$

Nous avons montré théoriquement et expérimentalement que seules les fréquences de résonance de la cavité correspondant à une intensité maximale sur la voie commune de l'interféromètre actif existaient dans la cavité. Nous avons donc déterminé numériquement les déphasages Φ_{X1} , Φ_{Y1} et Φ_{X2} , Φ_{Y2} tels que l'intensité réfléchi par la cavité interférométrique soit maximale, c'est-à-dire :

$$I_R = \left| \overrightarrow{E}_{AR}^T \right|^2 = I_{\max} \quad [\text{II-53}]$$

Pour ces valeurs des déphasages $I_R = I_{\max}$, nous avons ensuite calculé les composantes du champ réfléchi $\overrightarrow{E}_{AR}^T$ en sortie du coupleur sur la voie commune de l'interféromètre. Nous cherchons alors les fonctions propres du système, c'est-à-dire que nous cherchons s'il existe des valeurs de α (angle que fait la direction de polarisation rectiligne incidente avec l'axe X_1) pour laquelle l'onde réfléchi décrite par le champ $\overrightarrow{E}_{AR}^T$ possède la même direction de polarisation que l'onde incidente décrite par \overrightarrow{E}_i . Pour les jeux de fréquences de résonance considérés (Φ_{X1} , Φ_{Y1} et Φ_{X2} , Φ_{Y2} tels que $I_R = I_{\max}$ et quelque soit les valeurs de C_X et C_Y , le champ retour est polarisé rectilignement pour toute valeur de α . En effet, la figure II.53 montre l'évolution du déphasage relatif entre les deux composantes du champ $\overrightarrow{E}_{AR}^T$, en fonction de l'angle α (pour C_X et C_Y quelconques).

Cette évolution est caractéristique d'une polarisation rectiligne.

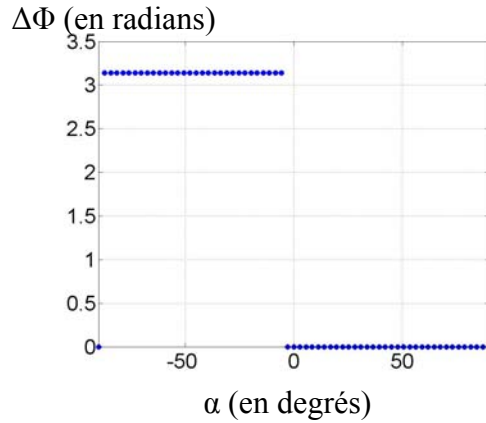


Figure II.53 : Evolution du déphasage relatif entre les deux composantes du champ réfléchi par l'interféromètre en fonction de l'orientation de l'onde incidente

Nous avons alors tracé sur la figure II.54, l'angle β que fait la direction de cette polarisation par rapport à l'axe X_1 pour différentes valeurs de α et ce, pour un couple C_X et C_Y arbitraire, $C_X=0,49$ et $C_Y=0,52$. Nous avons reporté sur les mêmes graphes l'angle α afin de comparer les orientations relatives des polarisations de \vec{E}_i et de \vec{E}_{AR}^T .

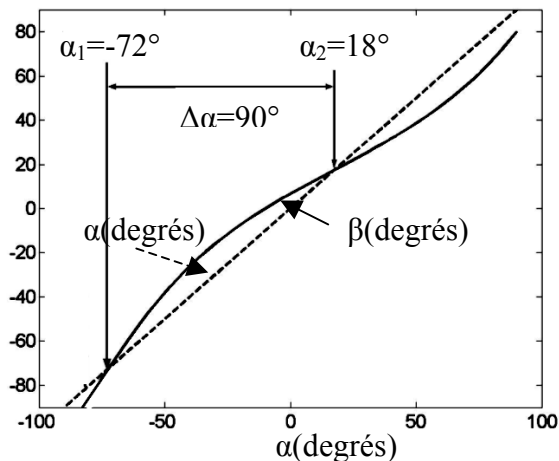


Figure II.54 : Evolution de la direction de polarisation de l'onde réfléchie par l'interféromètre en fonction de la direction de polarisation de l'onde incidente

La Figure II.54 montre qu'il existe deux valeurs de α pour lesquelles l'onde réfléchie \vec{E}_{AR}^T a une direction de polarisation β identique à celle de l'onde incidente. Ces deux angles α_1 et α_2 (respectivement -72° et 18° par rapport à l'axe X_1) sont séparés de 90° et correspondent à deux fonctions propres de polarisation différentes. En recommençant pour un grand nombre de couples C_X et C_Y ces mêmes calculs, on constate que les valeurs de α_1 et α_2 ne dépendent pas de C_X et C_Y , mais de l'angle d'inclinaison d'un cœur par rapport à l'autre (angle θ).

Par définition, le système est stable pour ces deux fonctions propres de polarisation. Pour tout autre état de polarisation, l'amplitude du champ sur la voie commune varierait au fur et à mesure des allers-retours et tendrait à converger vers les états stables correspondant aux fonctions propres.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons étudié théoriquement une méthode de combinaison cohérente des rayonnements dans une cavité laser à architecture interférométrique, méthode que nous avons appliquée expérimentalement à la combinaison des rayonnements issus des deux cœurs parallèles dopés aux ions ytterbium d'une même fibre composite. Ces rayonnements sont couplés localement grâce à un amincissement local de la fibre jouant le rôle de coupleur 3dB.

Dans un premier temps, nous avons proposé un rapide rappel des travaux menés par le passé dans le domaine de la combinaison cohérente des rayonnements issus de N lasers à fibre et introduit la technologie des fibres à cœurs multiples en rappelant que jusqu'à présent, la combinaison cohérente des rayonnements issus des guides élémentaires n'avait été réalisée qu'en champ lointain. Nous avons alors proposé de franchir une nouvelle étape dans la technologie des fibres à milieu amplificateur composite en utilisant une méthode de combinaison cohérente des rayonnements en champ proche et en champ lointain, appliquée pour la première fois à une fibre à deux cœurs amplificateurs localement couplés.

Une étude théorique du laser interféromètre de Michelson a d'abord été menée. Nous avons dans un premier temps déterminé la fonction de transfert fréquentielle de la cavité globale et les fréquences de résonance autorisées à osciller. Pour ces fréquences, les rayonnements lasers issus des deux milieux amplificateurs couplés sont en phase, conduisant à une sommation cohérente des champs issus des milieux amplificateurs sur la voie commune de l'interféromètre. Le spectre du rayonnement émis est modulé, de périodicité inversement proportionnelle à la différence de chemins optiques entre les cavités couplées. Nous avons conclu cette étude en examinant les conséquences d'un éventuel déséquilibre du coefficient de partage du coupleur sur lequel interfèrent les rayonnements, cette analyse nous permettant de montrer qu'une bonne efficacité de combinaison (supérieure à 90%) est envisageable dans une plage de variation du coefficient de partage de 10% autour de l'équilibre (coupleur 50/50).

Nous avons ensuite présenté les différentes étapes de dimensionnement (rapport de fibrage, entraxe inter-cœur, diamètre au col de l'amincissement, longueur d'étirage) et de fabrication (fusion étirage de la fibre composite) de la fibre utilisée en configuration laser interféromètre. Cette étude a notamment été l'occasion de montrer numériquement que la valeur du coefficient de partage du coupleur fabriqué variait de moins de 10% dans la bande

d'amplification de la fibre considérée, nous permettant donc d'envisager une bonne efficacité de combinaison des rayonnements en configuration laser.

Enfin, nous avons présenté les résultats expérimentaux obtenus en utilisant le composant à deux cœurs parallèles en configuration laser : nous rapportons la combinaison de plus de 96% (conforme à la valeur théorique estimée en tenant compte d'une variation de 10% du coefficient de partage du coupleur) de la puissance issue des milieux amplificateurs couplés sur le mode fondamental gaussien de l'un ou l'autre des cœurs dopés. La signature spectrale (spectres modulés, complémentaires selon qu'on opère la combinaison des rayonnements sur l'un ou l'autre des guides) est également observée. Enfin, nous avons constaté qu'aucun ajustement des états de polarisation des rayonnements interférant sur le coupleur n'est nécessaire pour maximiser la puissance extraite sur la voie commune de l'interféromètre actif. Nous avons alors interprété ce comportement atypique du laser par la biréfringence des guides couplés de la fibre composite et par la dépendance du coefficient de partage du coupleur à la polarisation incidente, en montrant qu'il était possible de définir deux orientations de polarisation rectiligne invariante après un aller-retour dans la cavité, constituant par conséquent les fonctions propres de polarisation du laser.

La technique de sommation interférentielle de rayonnements lasers issus de sources élémentaires discrètes a ici démontré toutes ses potentialités dans le domaine du contrôle cohérent des rayonnements issus des cœurs dopés d'une fibre composite. La simplicité de mise en œuvre, l'efficacité (plus de 96% de la puissance globale émise sur le mode fondamental gaussien de l'un des cœurs), la relative tolérance à un éventuel déséquilibre du coupleur biconique, l'auto-organisation de la polarisation du rayonnement émis (lorsque les cœurs couplés sont biréfringents), sont autant de points forts de cette technique. Dans cette configuration, la longueur de fibre nécessaire à une absorption de la puissance de pompage efficace est divisée d'un facteur deux de même que le confinement transverse du signal. On peut par conséquent imaginer que cette géométrie particulière de fibre combinée aux technologies aujourd'hui bien maîtrisées des fibres à large aire modale présenterait tout son intérêt à haute puissance, puisqu'il devrait permettre de repousser d'un facteur quatre les effets non linéaires limitant discutés au chapitre I par rapport à une fibre monocœur de mêmes caractéristiques (dopage, rayon de cœur).

Chapitre III

Combinaison Cohérente dans un Laser à Fibre à Deux Cœurs Concentriques Dopés Ytterbium

INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent, nous avons démontré théoriquement et expérimentalement une technique de combinaison cohérente dans une fibre à deux cœurs parallèles, localement couplés à l'aide d'un coupleur réalisé par fusion étirage. Une méthode interférométrique, appliquée pour la première fois aux fibres à cœurs multiples, a permis de démontrer la combinaison cohérente (et donc une sommation en puissance) en champ proche des champs issus des deux milieux amplificateurs pour une émission unimodale transverse en sortie d'un seul des cœurs de la fibre.

La technique exposée possède néanmoins ses limitations : la réalisation du coupleur par fusion-étirage est particulièrement délicate et conduit à une fragilisation locale du composant. En effet, ce dernier est particulièrement exposé à des échauffements exacerbés par des densités de puissance importantes. De plus, l'augmentation du nombre de cœurs à coupler est corrélée à la conception d'un coupleur N vers 1 dans une seule et même fibre, supposant une parfaite maîtrise et une reproductibilité des profils opto-géométriques de chacun des cœurs dopés de la fibre composite, point crucial encore mal maîtrisé.

L'application de la technologie proposée à des fibres à cœurs multiples type LMA s'accompagne de même d'une complication technologique spécifique : la faible ouverture numérique des cœurs dopés suppose un étalement des modes guidés par chacun des cœurs dans la gaine optique commune et par conséquent une sensibilité aux couplages inter-cœurs accrue. L'obtention d'un couplage équilibré entre les bras multiples de l'architecture interférométrique est donc corrélée à une maîtrise technologique de la fabrication que les moyens à notre disposition à l'heure actuelle au laboratoire ne nous permettent pas d'atteindre.

C'est pour ces raisons que nous nous sommes attachés à déterminer une solution alternative, nous permettant de nous affranchir de l'étape délicate de fusion étirage du composant fibré composite, tout en conservant les principaux avantages de la méthode interférométrique, à savoir augmentation de la section transverse dopée par l'utilisation de fibres à profil de gain discrétisé et émission unimodale transverse émergeant d'un seul cœur de la structure.

Nous avons proposé au chapitre précédent une technique de combinaison des rayonnements issus de deux milieux amplificateurs localement couplés consistant à discriminer par des

perles minimales les fréquences de résonance de la cavité correspondant à des interférences constructives sur la voie commune de l'interféromètre.

Dans ce chapitre, nous allons proposer une autre technique interférométrique, en tirant parti cette fois des propriétés modales particulières de fibres dont les cœurs sont couplés optiquement sur toute leur longueur. Ce type de fibre, dont la proximité physique inter-cœur autorise un couplage optique par recouvrement de la fraction évanescente de l'onde propagée avec le guide optique voisin peut être analysée par le formalisme des modes orthonormaux de la structure globale (encore appelés supermodes de la structure globale), brièvement introduit dans le cas des fibres à deux cœurs parallèles au chapitre précédent. Nous allons, dans la suite de ce chapitre, montrer que le comportement modal de ces fibres peut se décrire en terme d'interférences des supermodes de la structure globale.

Ainsi, à l'instar de la technique évoquée au chapitre précédent, nous allons ici montrer expérimentalement qu'il est possible de profiter des propriétés d'auto-organisation d'un laser oscillant spontanément sur un mode transverse subissant des pertes minimales, pour sélectionner dans un laser à fibre à deux cœurs concentriques dopés ytterbium une émission laser sur le seul mode fondamental gaussien du cœur central. Cette émission unimodale du seul cœur central et la combinaison cohérente des rayonnements issus des cœurs couplés a pour conséquence l'émission d'un rayonnement laser dont le spectre de fréquences temporelles est également modulé, puisque composé des seules fréquences de résonance de la cavité composite pour lesquelles les supermodes interfèrent constructivement sur le cœur central de la fibre.

La structure de fibre coupleur que nous allons étudier dans ce chapitre a été introduite par Boucouvalas et al au début des années 1980 [86] : cette dernière, qu'on appelle parfois coupleur coaxial à fibre optique, est constituée d'un cœur central circulaire entouré d'un deuxième cœur annulaire, tous deux d'indices plus élevés que la gaine de silice pure dans laquelle ils baignent.

Ces fibres à deux cœurs concentriques (FDCC) sont utilisées classiquement pour la compensation de dispersion chromatique [87-89] : comme dans le cas des fibres à deux cœurs parallèles, leur comportement modal particulier lié au couplage par onde évanescente entre leurs cœurs leur confèrent des propriétés dispersives intéressantes. Plus précisément, à une longueur d'onde particulière dite d'accord de phase, pour laquelle les constantes de propagation des modes fondamentaux de chacun des deux guides considérés isolément sont égales, le couplage entre les deux cœurs est maximum. La courbe décrivant la dépendance

spectrale de la dispersion chromatique de la fibre passe alors par un minimum local qui permet par exemple d'obtenir de fortes dispersions négatives dans la bande C Télécoms. Dans ces fibres dites à compensation de dispersion, une forte dissymétrie indicielle des cœurs est nécessaire, afin que le couplage reste très localisé autour de la longueur d'onde d'accord de phase.

Cependant, A. C. Boucouvalas a montré qu'en symétrisant le profil d'indice de la FDCC, il était possible d'élargir la bande spectrale de couplage, la FDCC jouant alors le rôle de filtre spectral, comme nous le démontrerons théoriquement dans ce chapitre.

Outre ces propriétés de filtrage, utilisées comme milieu amplificateur elles présentent cette fois une zone dopée très supérieure à celle des fibres à deux cœurs parallèles et offrent par conséquent de fortes potentialités pour la montée en puissance.

Dans ce chapitre, nous allons étudier théoriquement le comportement modal des FDCC, en utilisant le formalisme des supermodes de la structure composite, puis proposer une méthode de combinaison cohérente des rayonnements issus des cœurs dopés ytterbium d'une FDCC amplificatrice. Cette approche sera ensuite validée expérimentalement. Nous dresserons alors un cahier des charges de la fibre à concevoir, avant de présenter les outils de simulation ayant permis cette conception, ainsi que les résultats numériques.

Nous rapportons ensuite la fabrication de la première fibre à deux cœurs concentriques dopés. L'application des méthodes de simulation numériques au profil opto-géométrique réel de la fibre fabriquée a alors permis de déterminer les propriétés modales et la bande de couplage de la fibre réelle.

Enfin, nous rapportons les résultats expérimentaux obtenus avec cette fibre utilisée en configuration laser.

I. ETUDE THEORIQUE DES FIBRES A DEUX COEURS CONCENTRIQUES

Dans cette partie, nous proposons une étude théorique du comportement modal d'une fibre à deux cœurs concentriques, par le formalisme des modes orthogonaux de la structure globale. Par la suite, nous évaluerons la possibilité de réaliser une combinaison cohérente des rayonnements issus des deux cœurs de cette fibre composite dans une cavité laser imposant des pertes différentielles aux faisceaux émergeant des deux cœurs.

Pour toute cette étude théorique, on suppose que l'on se situe dans l'approximation de faible guidage, conditionné à une différence indicielle cœur gaine $\Delta n \ll 1$.

Nous mettrons ainsi en lumière le phénomène de battement optique entre les guides électromagnétiquement couplés, ainsi que les propriétés de filtrage spectral d'un tronçon de fibre à deux cœurs concentriques excité sélectivement sur un de ces cœurs par une source large bande.

Nous concluons alors sur la possibilité d'utiliser ces propriétés modales originales dans une cavité laser à fibre à deux cœurs concentriques dopés ytterbium en privilégiant l'émission de la combinaison linéaire des modes fondamentaux de la fibre composite correspondant au mode gaussien du seul cœur central.

I.1. Théorie modale des fibres à deux cœurs concentriques

Dans cette partie, nous allons étudier de manière détaillée les propriétés modales des fibres à deux cœurs concentriques. Nous commençons par présenter le profil géométrique de la structure globale, qui sera étudiée à l'aide de la théorie des guides perturbés. Cette théorie nous permettra notamment de déterminer les constantes de propagation des supermodes de la structure globale, ainsi que les expressions de leurs coefficients de décomposition sur la base des modes fondamentaux des cœurs isolés.

I.1.1 Géométrie de la structure étudiée :

Avant de s'intéresser au développement théorique permettant la détermination des propriétés de propagation dans les fibres à deux cœurs concentriques, nous allons rappeler leur géométrie et les notations nécessaires à leur étude :

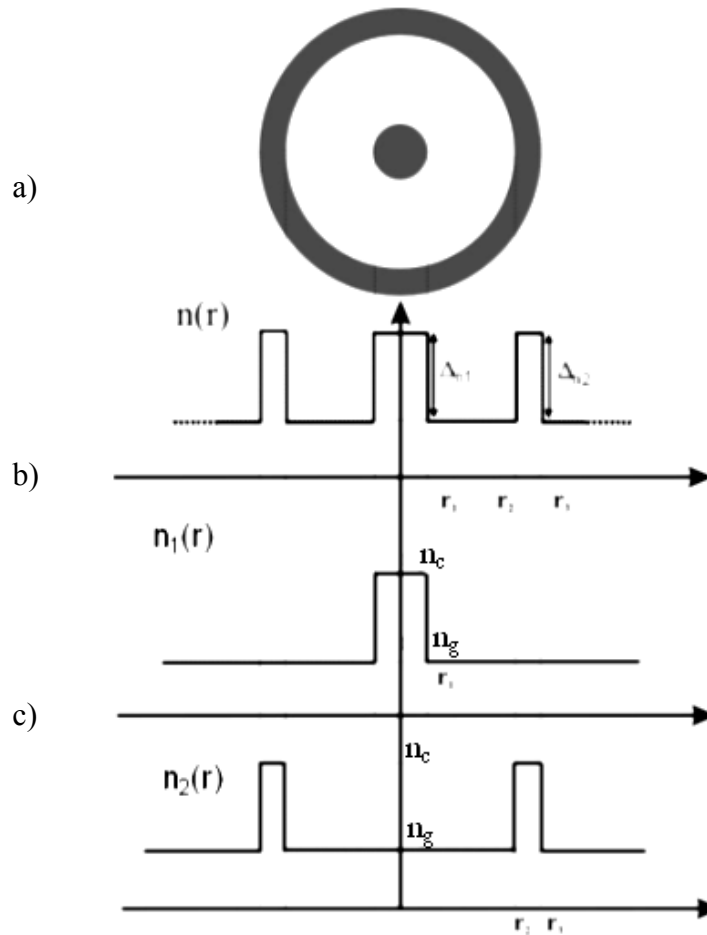


Figure III.1 : a) Géométrie et profil d'indice de réfraction d'une fibre à deux cœurs concentriques, b) Profil d'indice $n_1(r)$ du cœur 1 (cœur central) considéré isolément, c) Profil d'indice du cœur 2 $n_2(r)$ (cœur annulaire) considéré isolément.

La fibre considérée est à symétrie de révolution. Elle possède deux cœurs d'indice n_c plus élevé que celui n_g de leur gaine commune, soit un premier cœur central unimodal à la longueur d'onde de travail entouré d'un second cœur annulaire dont l'épaisseur $\Delta r = r_3 - r_2$ est choisie suffisamment faible pour conserver un caractère unimodal radial. Ce cœur annulaire supporte la propagation de plusieurs modes azimutaux, a priori susceptibles de se coupler avec le mode fondamental du cœur central. Cependant, en dehors de perturbations extérieures

et notamment de courbures de la fibre à deux cœurs concentriques, les modes d'ordre azimutaux strictement supérieurs à 1 ne peuvent, en théorie, pas se coupler avec le mode fondamental du guide central, en raison d'une intégrale de recouvrement nulle. Par conséquent, la suite de cette étude portera uniquement sur les phénomènes de couplage optique entre les modes fondamentaux des deux cœurs considérés isolément. Toutefois, nous montrerons en pratique que des couplages entre le mode fondamental du cœur central et des modes d'ordre élevé de l'anneau peuvent intervenir notamment en présence de courbures de la fibre. Néanmoins, l'ensemble des résultats démontrés en ne considérant que le couplage des modes fondamentaux est immédiatement transposable au cas de couplage avec des modes d'ordre supérieur, ce qui nous permettra d'ailleurs de proposer une explication à certaines observations expérimentales.

I.1.2. Modes élémentaires des guides considérés isolément

Dans l'ensemble des raisonnements qui vont suivre, nous allons décrire les propriétés modales des fibres à deux cœurs concentriques en ne considérant qu'un mode de polarisation du champ électromagnétique propagé. Bien évidemment, des raisonnements identiques sont en tout point valable pour la composante du champ électromagnétique orthogonale.

Dans un premier temps, nous considérons que le cœur central est isolé optiquement, c'est-à-dire que ses propriétés modales ne sont pas affectées par l'introduction du guide annulaire. On notera par la suite Ψ_1 la distribution transverse du mode fondamental du cœur central considéré isolément. Cette distribution modale est solution de l'équation d'onde scalaire :

$$\left(\nabla_T^2 + k_0 n_1^2(r) - \beta_1^2\right) \Psi_1(r) = 0 \quad \text{[III- 1]}$$

où ∇_T^2 désigne le laplacien transverse, $n_1(r)$ le profil indiciel du guide formé par le seul cœur central baignant dans une gaine supposée infinie, tel que nous l'avons défini figure III.1.b. β_1 est la constante de propagation du mode fondamental du cœur 1 considéré isolément.

Quelque soit la position longitudinale z sur la fibre, le champ électrique E du mode fondamental s'écrit en notation complexe :

$$E_1(r,z) = \Psi_1(r) e^{-j\beta_1 z} \quad \text{[III- 2]}$$

si l'on néglige la dépendance temporelle $e^{j\omega t}$. De la même façon, on peut considérer un guide optique constitué du seul guide annulaire baignant dans une gaine d'indice n_g . La distribution

transverse du mode fondamental de ce guide annulaire considéré comme optiquement isolé est alors solution de l'équation d'onde scalaire

$$\left(\nabla_T^2 + k_0 n_2^2(r) - \beta_2^2\right) \Psi_2(r) = 0 \quad \text{[III-3]}$$

où $n_2(r)$ désigne le profil indiciel du guide formé par le seul cœur annulaire baignant dans une gaine d'indice n_g supposée infinie, tel que nous l'avons défini figure III.1.c. β_2 est la constante de propagation du mode fondamental du cœur annulaire considéré isolément. Le champ électrique se propageant sur ce guide annulaire supposé isolé optiquement s'écrit de la même façon que [III-2] en notation complexe :

$$E_2(r,z) = \Psi_2(r) e^{-j\beta_2 z} \quad \text{[III-4]}$$

Après avoir introduit les modes fondamentaux des guides central et annulaire isolés optiquement l'un de l'autre, nous allons montrer qu'il est possible d'expliciter le comportement modal de la structure globale résultant de leur juxtaposition dans une seule et même fibre à deux cœurs concentriques couplés en fonction des modes fondamentaux de la structure composite globale, encore appelés supermodes.

I.1.3 Etude de la fibre composite par le formalisme des modes orthogonaux de la structure

Conventionnellement, les modes fondamentaux d'un guide composite sont appelés supermodes de la structure.

Par la suite, par analogie avec les modes fondamentaux d'un coupleur co-directionnel, les supermodes d'indices effectifs les plus élevés de la structure étudiée (fibre à deux cœurs concentriques) seront appelés supermodes symétrique et antisymétrique notés Ψ^+ et Ψ^- , de constantes de propagation respectives β^+ et β^- .

Les répartitions transverses Ψ^+ et Ψ^- forment une base de décomposition modale orthonormée de la structure totale, ce qui s'écrit mathématiquement :

$$\iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi^+(r) \cdot \Psi^-(r) dS = 0 \quad \text{[III-5]}$$

où S_{fibre} désigne la section droite de la fibre à deux cœurs concentriques et dS un élément différentiel élémentaire. Ψ^+ et Ψ^- peuvent s'écrire comme une combinaison linéaire des répartitions transverses des modes fondamentaux des cœurs isolés Ψ_1 et Ψ_2 , c'est-à-dire qu'il existe des constantes de décomposition A_{+1} , A_{+2} , A_{-1} , A_{-2} tels que :

$$\Psi^+ = A_{+1}\Psi_1 + A_{+2}\Psi_2 \quad \text{[III-6]} \qquad \Psi^- = A_{-1}\Psi_1 + A_{-2}\Psi_2 \quad \text{[III-7]}$$

relations qui s'écrivent commodément sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} \Psi^+ \\ \Psi^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{+1} & A_{+2} \\ A_{-1} & A_{-2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix} \quad \text{[III-8]}$$

Connaissant les distributions modales transverses des modes fondamentaux Ψ_1 et Ψ_2 , il est possible d'évaluer numériquement ces coefficients de décomposition modale A_{ij} par la formule usuelle :

$$A_{ij} = \frac{\iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi^i(r) \cdot \Psi_j(r) dS}{\iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi_j^2(r) dS} \quad \text{[III-9]}$$

avec $i=+, -$ et $j=1, 2$. Cette écriture des coefficients de décomposition modale sous forme intégrale, communément appelées intégrales de recouvrement, fait apparaître physiquement le scalaire A_{ij} comme un nombre sans dimension, dont la valeur dépend du degré de ressemblance du supermode i avec le mode fondamental j d'un des cœurs couplés. Compte tenu de la présence du facteur $\iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi_j^2(r, \lambda) dS$ au dénominateur, A_{ij} est normalisé et est compris entre -1 et 1. En effet, les modes élémentaires Ψ_j ainsi que le supermode symétrique Ψ^+ ont des amplitudes positives en tout point de la section droite de la fibre, ce qui implique des valeurs de A_{+1} , A_{+2} , A_{-1} , positives. A contrario, l'amplitude du supermode antisymétrique Ψ^- est négative sur la moitié de la section droite, impliquant, A_{-2} négatif.

Afin d'introduire des simplifications dans les calculs qui vont nous permettre de déterminer une écriture analytique des constantes de propagation β^+ et β^- et des coefficients A_{ij} , nous écrivons ces derniers sous la forme [81] :

$$A_{+1} = \frac{1}{(1+a_+^2)^{1/2}} \quad \text{[III-10]} \qquad A_{-1} = \frac{1}{(1+a_-^2)^{1/2}} \quad \text{[III-11]}$$

$$A_{+2} = \frac{a_+}{(1+a_+^2)^{1/2}} \quad \text{[III-12]} \qquad A_{-2} = \frac{a_-}{(1+a_-^2)^{1/2}} \quad \text{[III-13]}$$

de sorte que les supermodes de la structure globale s'écrivent en fonction de Ψ_1 et Ψ_2 :

$$\Psi^+ = \frac{\Psi_1 + a_+ \Psi_2}{(1+a_+^2)^{1/2}} \quad \text{[III-14]} \qquad \Psi^- = \frac{\Psi_1 + a_- \Psi_2}{(1+a_-^2)^{1/2}} \quad \text{[III-15]}$$

avec a_+ et a_- deux constantes sans dimensions.

A l'aide de ces écritures, nous allons présenter une méthode de calcul permettant d'exprimer, d'une part, les constantes de propagation β^+ et β^- des supermodes de la structure globale en fonction des constantes de propagation β_1 et β_2 des modes fondamentaux des cœurs considérés isolément. D'autre part, nous déterminerons une écriture analytique des distributions transverses des supermodes $\Psi^+(r)$ et $\Psi^-(r)$ en fonction des distributions transverses $\Psi_1(r)$ et $\Psi_2(r)$ des modes fondamentaux des cœurs considérés isolément.

I.1.3.1 Expression de β^+ et β^- en fonction de β_1 et β_2 :

L'introduction théorique des modes fondamentaux de la structure composite peut être abordée grâce à la notion de guide perturbé. En effet, nous allons maintenant considérer l'introduction du cœur central (respectivement du cœur annulaire) au voisinage du cœur annulaire (respectivement au voisinage optique du cœur central) comme un élément perturbateur de la distribution transverse $\Psi_1(r)$ (respectivement $\Psi_2(r)$) du champ électromagnétique propagé.

La distribution transverse du mode fondamental du cœur central initialement non perturbé est $\Psi_1(r)$, solution de l'équation d'onde scalaire [III-1].

L'introduction du guide annulaire au voisinage du cœur central modifie les conditions de guidage imposées par ce guide. Le champ électrique se propageant dans le cœur central, s'écrivant initialement en fonction de la distribution transverse du seul mode élémentaire $\Psi_1(r)$ [III-2], doit maintenant s'écrire en faisant intervenir les deux modes fondamentaux $\Psi^+(r)$ et $\Psi^-(r)$ de la structure globale à deux cœurs concentriques. Les supermodes de la structure composite sont tous deux solutions de l'équation d'onde scalaire [III.16] :

$$\left(\nabla_T^2 + k_0 n(r) - \beta^{\pm 2}\right) \Psi^{\pm}(r) = 0 \quad \text{[III-16]}$$

où $n(r)$ désigne le profil indiciel de la structure globale, résultant de la juxtaposition des deux guides considérés isolément, tel que nous l'avons défini Figure III.1.a.

En multipliant les équations [III-1] par $\Psi^+(r)$ et [III-16] par $\Psi_1(r)$, en soustrayant les expressions obtenues et en intégrant sur la section transverse de la fibre, on obtient la relation [III-17] :

$$\left(\beta^{\pm 2} - \beta_1^2\right) \iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi^{\pm} \Psi_1 dS = k_0^2 \iint_{S_{\text{fibre}}} \left(n(r)^2 - n_1(r)^2\right) \Psi^{\pm} \Psi_1 dS + \iint_{S_{\text{fibre}}} \left(\Psi_1 \nabla_T^2 \Psi^{\pm} - \Psi^{\pm} \nabla_T^2 \Psi_1\right) dS \quad \text{[III-17]}$$

La deuxième intégrale du second membre de l'équation [III-17] se simplifie en transformant l'intégrale de surface en intégrale curviligne en utilisant le théorème suivant :

$$\iint_{S_{\text{fibre}}} \left(\Psi_1 \nabla_T^2 \Psi^+ - \Psi^+ \nabla_T^2 \Psi_1 \right) dS = \oint_l \left(\Psi_1 \overline{\nabla}_T \Psi^+ - \Psi^+ \overline{\nabla}_T \Psi_1 \right) d\bar{l} \quad \text{[III-18]}$$

où l désigne le périmètre de la fibre et $d\bar{l}$ un élément différentiel de ce contour. $\overline{\nabla}_T \Psi_1$ désigne le gradient transverse du mode Ψ_1 et $\overline{\nabla}_T \Psi^+$ celui des supermodes symétrique ou antisymétrique. En remarquant que les distributions transverses modales Ψ_1 , Ψ^+ sont guidées, leurs limites et celles de leurs dérivées s'annulent lorsque r tend vers la frontière externe de la fibre. Ainsi, le deuxième membre de l'équation [III-18] représente une quantité négligeable. Dès lors, on peut réécrire [III-17] en [III-19] :

$$\left(\beta^+{}^2 - \beta_1^2 \right) \iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi^+ \Psi_1 dS = k_0^2 \iint_{S_{\text{fibre}}} \left(n(r)^2 - n_1(r)^2 \right) \Psi^+ \Psi_1 dS \quad \text{[III-19]}$$

Dans l'approximation du faible guidage $\Delta n \ll 1$, on peut écrire [III-20] et [III-21] :

$$n(r)^2 - n_1(r)^2 \approx 2 \cdot n_c \left(n(r) - n_1(r) \right) \quad \text{[III-20]} \quad \beta^+{}^2 - \beta_1^2 \approx 2 \cdot k_0 n_c \left(\beta^+ - \beta_1 \right) \quad \text{[III-21]}$$

où n_c désigne l'indice de réfraction commun du cœur central et du cœur annulaire.

Finalement, les expressions des constantes de propagations β^+ des modes fondamentaux Ψ^+ de la structure globale s'écrivent :

$$\beta^+ = \beta_1 + \frac{k_0 \iint_{S_{\text{fibre}}} \left(n(r) - n_1(r) \right) \Psi^+ \Psi_1 dS}{\iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi^+ \Psi_1 dS} \quad \text{[III-22]}$$

En introduisant les expressions des répartitions modales Ψ^+ et Ψ^- des modes orthogonaux de la structure composite en fonction de celles Ψ_1 et Ψ_2 des modes fondamentaux des deux guides considérés isolément ([III-14] et [III-15]), on peut écrire les relations [III-23] et [III-24] :

$$\beta^+ = \beta_1 + \frac{k_0 \iint_{S_{\text{fibre}}} \left(n(r) - n_1(r) \right) \Psi_1 \cdot \left[\frac{\Psi_1 + a_+ \Psi_2}{(1 + a_+^2)^{1/2}} \right] dS}{\iint_{S_{\text{fibre}}} \left[\frac{\Psi_1 + a_+ \Psi_2}{(1 + a_+^2)^{1/2}} \right] \cdot \Psi_1 dS} \quad \text{[III-23]}$$

$$\beta^- = \beta_1 + \frac{k_0 \iint_{S_{\text{fibre}}} \left(n(r) - n_1(r) \right) \Psi_1 \cdot \left[\frac{\Psi_1 + a_- \Psi_2}{(1 + a_-^2)^{1/2}} \right] dS}{\iint_{S_{\text{fibre}}} \left[\frac{\Psi_1 + a_- \Psi_2}{(1 + a_-^2)^{1/2}} \right] \cdot \Psi_1 dS} \quad \text{[III-24]}$$

Considérons tout d'abord la relation [III-23]. L'expression $n(r)-n_1(r)$ s'annule partout sauf dans le cœur annulaire dans lequel sa valeur est $n_c-n_g=\Delta n$. Sur ce domaine d'intégration, le produit $\Psi_1\Psi_2$ est très grand devant Ψ_1^2 . Au contraire, l'intégrale du dénominateur étant définie sur toute la surface de la fibre, le produit Ψ_1^2 est très supérieur à $\Psi_1\Psi_2$. Ces arguments sont valables également pour [III-24] et permettent de réécrire les expressions de β^+ et β^- :

$$\beta^+ = \beta_1 + a_+ \frac{k_0 \iint_{S_{\text{fibre}}} (n(r)-n_1(r)) \Psi_1 \cdot \Psi_2 dS}{\iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi_1^2 dS} \quad \text{[III-25]}$$

$$\beta^- = \beta_1 + a_- \frac{k_0 \iint_{S_{\text{fibre}}} (n(r)-n_1(r)) \Psi_1 \cdot \Psi_2 dS}{\iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi_1^2 dS} \quad \text{[III-26]}$$

On reconnaît les expressions des coefficients de couplage telle que la théorie des modes couplés [43] permet de les écrire, de sorte que [III-25] et [III-26] s'écrivent :

$$\beta^+ = \beta_1 + a_+ C_{12} \quad \text{[III-27]} \qquad \beta^- = \beta_1 + a_- C_{12} \quad \text{[III-28]}$$

Une seconde expression de β^+ et de β^- peut être établie en multipliant cette fois les termes de l'équation [III-16] par $\Psi_2(r)$ et ceux de l'équation [III-3] par Ψ_1^+ . Comme précédemment, on soustrait membre à membre les équations obtenues et on intègre sur la section transverse de la fibre.

On aboutit alors à :

$$a^+ \beta^+ = a^+ \beta_2 + C_{21} \quad \text{[III-29]} \qquad a^- \beta^- = a^- \beta_2 + C_{21} \quad \text{[III-30]}$$

avec $C_{21} = \frac{k_0 \iint_{S_{\text{fibre}}} (n(r)-n_1(r)) \Psi_1 \cdot \Psi_2 dS}{\iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi_2^2 dS}$. La simplification par l'élimination des constantes a_+

et a_- ne peut se faire de façon triviale que si les deux guides possèdent des caractéristiques opto-géométriques voisines et que $C_{12}=C_{21}=C$. En éliminant a_+ des équations [III-25] et [III-27] et a_- des équations [III-26] et [III-28], on aboutit à une équation du second degré pour β^+ et β^- :

$$\beta^{+2} - (\beta_1 + \beta_2) \beta^+ + \beta_1 \beta_2 - C^2 = 0 \quad \text{[III-31]}$$

dont les solutions s'écrivent en introduisant le coefficient F donné par [III-34] et s'écrivent [III-32] et [III-33] :

$$\beta^+ = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} + \frac{C}{F} \quad \text{[III-32]} \quad \beta^- = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} - \frac{C}{F} \quad \text{[III-33]} \quad F = \frac{1}{\left(1 + \frac{(\beta_1 - \beta_2)^2}{4C^2}\right)^{1/2}} \quad \text{[III-34]}$$

I.1.3.2 Expression des coefficients de décomposition modale A_{ij} des supermodes Ψ^+ et Ψ^- sur la base des modes Ψ_1 et Ψ_2 :

Les coefficients de décomposition modale A_{ij} définis par les équations [III-10] à [III-13] s'obtiennent en calculant les constantes a_+ et a_- en fonction de β_1 , β_2 , C et F . Pour cela, on extrait a_+ des relations [III-29] et [III-32] et a_- des relations [III-30] et [III-33] et on obtient :

$$a^+ = \frac{1}{\frac{\beta_1 - \beta_2}{2C} + \frac{1}{F}} \quad \text{[III-35]} \quad a^- = \frac{1}{\frac{\beta_1 - \beta_2}{2C} - \frac{1}{F}} \quad \text{[III-36]}$$

En introduisant les valeurs des coefficients a_+ et a_- dans les équations [III-10] à [III-13], il est possible de réécrire l'expression matricielle [III-8] des supermodes Ψ^+ et Ψ^- en fonction de celle des modes fondamentaux Ψ_1 et Ψ_2 , en introduisant le seul coefficient F et en distinguant les cas où la différence entre constantes de propagation des guides isolés $\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$ (que l'on appellera dans la suite du texte désaccord spectral) est positive ou négative :

Lorsque $\Delta\beta < 0$:

$$\begin{pmatrix} \Psi^+ \\ \Psi^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \left(1 + \frac{F^2}{(\sqrt{1-F^2}+1)^2}\right)^{-1/2} & \frac{F}{\sqrt{1-F^2}+1} \left(1 + \frac{F^2}{(\sqrt{1-F^2}+1)^2}\right)^{-1/2} \\ \left(1 + \frac{F^2}{(\sqrt{1-F^2}-1)^2}\right)^{-1/2} & \frac{F}{\sqrt{1-F^2}-1} \left(1 + \frac{F^2}{(\sqrt{1-F^2}-1)^2}\right)^{-1/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix} \quad \text{[III-37]}$$

Lorsque $\Delta\beta > 0$

$$\begin{pmatrix} \Psi^+ \\ \Psi^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \left(1 + \frac{F^2}{(1 - \sqrt{1 - F^2})^2}\right)^{-1/2} & \frac{F}{1 - \sqrt{1 - F^2}} \left(1 + \frac{F^2}{(1 - \sqrt{1 - F^2})^2}\right)^{-1/2} \\ \left(1 + \frac{F^2}{(1 + \sqrt{1 - F^2})^2}\right)^{-1/2} & \frac{F}{\sqrt{1 - F^2} - 1} \left(1 + \frac{F^2}{(1 + \sqrt{1 - F^2})^2}\right)^{-1/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix} \quad \text{[III- 38]}$$

La normalisation des coefficients de décomposition modale est vérifiée :

$$A_{+1}^2 + A_{+2}^2 = 1 \quad \text{[III-39]}$$

$$A_{-1}^2 + A_{-2}^2 = 1 \quad \text{[III-40]}$$

Les constantes de propagation β_1 et β_2 dépendent de la longueur d'onde. La longueur d'onde λ_0 pour laquelle l'égalité $\beta_1(\lambda_0) = \beta_2(\lambda_0)$ est vérifiée est appelée longueur d'onde d'accord de phase, ou longueur d'onde de synchronisme.

D'après l'équation [III-34], $F^2 = 1$ au synchronisme et l'écriture des constantes de décomposition modale A_{ij} permettent d'exprimer les supermodes de la structure globale à deux cœurs concentriques en fonction des modes élémentaires des cœurs isolés de manière simplifiée :

$$\begin{pmatrix} \Psi^+ \\ \Psi^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix} \quad \text{[III-41]}$$

Ainsi, lorsque les conditions d'accord de phase sont respectées, les supermodes de la structure globale s'écrivent respectivement comme la somme (mode symétrique) ou la différence (mode antisymétrique) des modes élémentaires Ψ_1 et Ψ_2 des cœurs isolés, chacun d'entre eux étant affecté d'un même coefficient d'amplitude $\frac{1}{\sqrt{2}}$.

Au contraire, lorsque l'on se situe loin du synchronisme, c'est à dire lorsque les constantes de propagation des modes élémentaires des cœurs isolés β_1 et β_2 sont très différentes ($|\beta_1 - \beta_2| \gg 2C$), F tend vers 0 et les supermodes de la structure composite tendent vers les modes fondamentaux des cœurs isolés. La forme matricielle donnant les répartitions transversales des supermodes de la structure globale s'écrit [III-37] ou [III-38] selon qu'on se

situé de part et d'autre de la longueur d'onde de synchronisme (c'est-à-dire selon le signe de $\Delta\beta$). Si l'on remplace F^2 par 0 (loin du synchronisme) dans [III-37] et [III-38], il vient :

$$\begin{pmatrix} \Psi^+ \\ \Psi^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix}, \quad \underline{\text{si } \Delta\beta < 0} \quad \text{[III-42]}$$

$$\begin{pmatrix} \Psi^+ \\ \Psi^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix}, \quad \underline{\text{si } \Delta\beta > 0} \quad \text{[III-43]}$$

Cette écriture sous forme matricielle des supermodes de la structure globale en fonction des modes fondamentaux des guides isolés nous montre que loin du synchronisme, les supermodes de la structure globale tendent vers les modes fondamentaux des guides considérés isolément, soit respectivement :

$$\Psi^+ = \Psi_1 \quad \text{et} \quad \Psi^- = -\Psi_2 \quad \underline{\text{si } \Delta\beta < 0} \quad \text{[III-44]}$$

$$\Psi^+ = \Psi_2 \quad \text{et} \quad \Psi^- = \Psi_1 \quad \underline{\text{si } \Delta\beta > 0} \quad \text{[III-45]}$$

De même, les expressions [III-32] et [III-33] des constantes de propagation des supermodes de la structure s'écrivent loin des conditions d'accord de phase de part et d'autre de λ_0 :

$$\beta^+ = \beta_1 \quad \text{et} \quad \beta^- = \beta_2 \quad \underline{\text{pour } \Delta\beta < 0} \quad \text{[III-46]}$$

$$\beta^+ = \beta_2 \quad \text{et} \quad \beta^- = \beta_1 \quad \underline{\text{pour } \Delta\beta > 0} \quad \text{[III-47]}$$

Dès lors, on s'aperçoit logiquement que si l'on s'éloigne des conditions d'accord de phase, la structure composite tend vers un comportement modal identique à celui de deux guides en isolation optique l'un de l'autre. Autrement dit, loin du synchronisme, les cœurs sont découplés optiquement.

En conclusion de ce paragraphe, nous rappellerons qu'il est également possible de décomposer les modes fondamentaux des cœurs isolés sur la base orthonormée des supermodes de la structure globale, c'est-à-dire d'exprimer Ψ_1 et Ψ_2 en fonction de Ψ^+ et Ψ^- à l'aide de coefficient de décomposition B_{ij} (avec $i = 1, 2$ et $j = +, -$).

Sous forme matricielle, cette décomposition s'écrit :

$$\begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_{1+} & B_{1-} \\ B_{2+} & B_{2-} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi^+ \\ \Psi^- \end{pmatrix} \quad \text{[III- 48]}$$

Les valeurs des coefficients de décomposition B_{ij} se déduisant des coefficients A_{ij} par une simple permutation circulaire :

$$B_{ji}=A_{ij} \quad \text{[III- 49]}$$

Grâce aux expressions [III-37] et [III-38] des coefficients de décomposition modaux A_{ij} et des constantes de propagation β^+ et β^- des supermodes symétrique et antisymétrique ([III-23] et [III-24]), nous sommes maintenant en mesure d'exprimer le champ électrique se propageant dans le guide central et annulaire en tout point z de la fibre, étant fixées des conditions d'excitation particulières sur la face d'entrée de la fibre.

I.1.4. Evolution longitudinale des puissances portées par chacun des guides

Nous allons montrer que dans ce type de structure, une puissance initialement injectée dans un des guides couplés de la fibre est susceptible d'être transférée sur l'autre cœur. Ces échanges énergétiques de puissance entre les deux cœurs concentriques de la fibre sont la conséquence d'interférences entre les modes Ψ^+ et Ψ^- de la structure composite.

En tout point de la fibre, le champ électrique $E(r,z)$ s'écrit comme la superposition des répartitions transverses des supermodes Ψ^+ et Ψ^- pondérés par des coefficients b_+ et b_- dépendant des conditions d'excitation de la fibre en $z=0$:

$$E(r,z)=b^+\Psi^+(r)e^{j\beta^+z}+b^-\Psi^-(r)e^{j\beta^-z} \quad \text{[III-50]}$$

En utilisant les équations [III-14] et [III-15], le champ $E(r,z)$ peut se mettre sous la forme suivante :

$$E(r,z)=b^+\frac{\Psi_1(r)+a_+\Psi_2(r)}{(1+a_+^2)^{1/2}}e^{j\beta^+z}+b^-\frac{\Psi_1(r)+a_-\Psi_2(r)}{(1+a_-^2)^{1/2}}e^{j\beta^-z} \quad \text{[III-51]}$$

On excite sélectivement le cœur central en $z=0$ et on cherche l'évolution longitudinale de la puissance $P_1(z)$ portée par le cœur central et de $P_2(z)$, celle portée par le cœur annulaire. On considère que les couplages sont faibles autrement dit que le champ dans le cœur annulaire est négligeable en $z=0$. Soit au voisinage du cœur annulaire :

$$E_2(r,0)=b^+\Psi^++b^-\Psi^- = 0 \quad \text{[III- 52]}$$

De plus, au voisinage du cœur annulaire, la contribution apportée par $\Psi_1(r)$ à l'écriture de $E(r,z)$ est négligeable devant celle apportée par $\Psi_2(r)$. L'équation [III-52] en tout point du cœur annulaire peut alors être exprimée par :

$$E_2(r,z) = \frac{a_+ b_+}{(1+a_+^2)^{1/2}} \Psi_2(r) e^{j\beta^+ z} + \frac{a_- b_-}{(1+a_-^2)^{1/2}} \Psi_2(r) e^{j\beta^- z} \quad \text{[III- 53]}$$

En $z=0$, E_2 est nul, on obtient donc la relation suivante entre les coefficients a_+ , a_- , b_+ , b_- ,

$$\frac{b_+ a_+}{(1+a_+^2)^{1/2}} = - \frac{b_- a_-}{(1+a_-^2)^{1/2}} \quad \text{[III-54]}$$

Le champ en tout point du cœur annulaire [III-53] peut dès lors se mettre sous la forme :

$$E_2(r,z) = \frac{2j a_+ b_+}{(1+a_+^2)^{1/2}} \Psi_2(r) \cdot e^{j \frac{\beta^+ + \beta^-}{2} z} \cdot \sin \left[\left(\frac{\beta^+ - \beta^-}{2} \right) z \right] \quad \text{[III- 55]}$$

On procède de la même manière pour exprimer le champ $E_1(r,z)$ dans le cœur central. On fait l'approximation qu'au voisinage du cœur central, la contribution apportée par $\Psi_2(r)$ est négligeable. L'équation [III-51] prend alors la forme :

$$E_1(r,z) = \frac{b_+}{a_- (1+a_+^2)^{1/2}} \Psi_1(r) \cdot (a_- e^{j\beta^+ z} - a_+ e^{j\beta^- z}) \quad \text{[III- 56]}$$

A partir des expressions [III-55] et [III-56] des champs électriques $E_1(r,z)$ et $E_2(r,z)$ supportés par chacun des cœurs en toute position longitudinale z de la fibre, on peut en déduire la puissance optique dans chacun des guides, soit :

$$P_1(z) = \frac{n_c}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \iint_{S_{\text{fibre}}} |E_1(r,z)|^2 dS \quad \text{[III-57]}$$

$$P_2(z) = \frac{n_c}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \iint_{S_{\text{fibre}}} |E_2(r,z)|^2 dS \quad \text{[III-58]}$$

où ϵ_0 et μ_0 désignent respectivement la permittivité et perméabilité du vide et n_c l'indice de réfraction commun des cœurs.

$$P_1(z) = \frac{n_c}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left(\frac{b_+}{a_- (1+a_+^2)^{1/2}} \right)^2 \left((a_- - a_+)^2 + 4a_- a_+ \sin^2 \left[\left(\frac{\beta^+ - \beta^-}{2} \right) z \right] \right) \iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi_1^2 dS \quad \text{[III-59]}$$

$$P_2(z) = \frac{n_c}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{4a_+^2 b_+^2}{1+a_+^2} \sin^2 \left[\left(\frac{\beta^+ - \beta^-}{2} \right) z \right] \iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi_2^2 dS \quad \text{[III- 60]}$$

On normalise les répartitions modales $\Psi_1(r)$ et $\Psi_2(r)$ en puissance, c'est à dire :

$$\frac{n_c}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi_2^2 dS = \frac{n_c}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi_1^2 dS = 1 \quad \text{[III- 61]}$$

En fixant les conditions d'injection en $z=0$ $P_1(z=0)=1$ et $P_2(z=0)=0$, on obtient :

$$P_1(z)=1-F^2\sin^2\left(\frac{C}{F}z\right) \quad \text{[III-62]}$$

$$P_2(z)=F^2\sin^2\left(\frac{C}{F}z\right) \quad \text{[III-63]}$$

Ces expressions mettent en lumière une propriété fondamentale des fibres à cœurs concentriques couplés. On voit bien ici que la puissance totale initialement injectée en $z=0$ sur le cœur central se répartit en cours de propagation entre les deux cœurs. Autrement dit, on a en tout point z de la fibre une puissance totale distribuée sur les deux cœurs égale à $P_1(z)+P_2(z)=1$ et la quantité F^2 apparaît physiquement comme la fraction de la puissance totale initiale périodiquement transférée d'un cœur sur l'autre. La distance pour laquelle cette fraction de puissance passe d'un cœur à l'autre puis retourne sur le cœur de départ est généralement appelée longueur de battement optique :

$$L_b=\frac{\pi F}{C} \quad \text{[III-64]}$$

Nous avons déjà fait remarquer que lorsque l'on se rapproche des conditions de synchronisme ($\beta_1=\beta_2$), le facteur F tend vers 1. Ceci se traduit donc physiquement par un transfert total de la puissance optique initialement injectée sur un cœur vers l'autre cœur, à la longueur d'onde d'accord de phase. Lorsque la symétrie de la structure à deux cœurs concentriques assure une égalité des constantes de propagations des modes élémentaires de chacun des cœurs, on peut donc écrire :

$$P_1(z)=\cos^2(Cz) \quad \text{[III-65]}$$

$$P_2(z)=\sin^2(Cz) \quad \text{[III-66]}$$

A la longueur d'onde de synchronisme λ_0 , une puissance P_1 injectée sélectivement en $z=0$ dans le cœur central sera intégralement transférée dans le cœur annulaire après une propagation sur une longueur $\frac{L_b}{2}=\frac{\pi}{2C}$. On rappelle ici que les expressions des constantes de propagation β^+ et β^- données aux équations [III-32] et [III-33] se simplifient au synchronisme, en remarquant que $\beta_1=\beta_2=\beta$ et que $F=1$, de sorte que l'on puisse écrire à λ_0 :

$$\beta^+=\beta+C \quad \text{[III-67]} \qquad \beta^-=\beta-C \quad \text{[III-68]}$$

Ceci nous permet d'exprimer le coefficient de couplage au synchronisme :

$$C=\frac{\beta^+-\beta^-}{2} \quad \text{[III-69]}$$

I.1.5. La fibre à deux cœurs concentriques utilisée comme filtre spectral

Examinons maintenant les conséquences de l'existence de ce transfert périodique de la lumière initialement injectée sur le cœur central lorsque celle-ci possède un spectre large et une distribution spatiale correspondant au mode fondamental du cœur central considéré isolément.

Le coefficient de couplage C entre les cœurs et le coefficient de transfert F^2 sont tous deux dépendants de la longueur d'onde. Ainsi, la longueur de battement $L_b(\lambda)$ diffère également selon les composantes spectrales initialement injectées dans le cœur central, de sorte que le spectre du rayonnement analysé en sortie du cœur central est modulé selon la relation :

$$T_1(\lambda, L) = \frac{P_1(L)}{P_1(0)} = 1 - F^2(\lambda) \cdot \sin^2 \left(\frac{C(\lambda)}{F(\lambda)} L \right) \quad \text{[III- 70]}$$

En sortie de l'autre cœur, on observe un spectre complémentaire dont l'allure est donnée par :

$$T_2(\lambda, L) = \frac{P_2(L)}{P_2(0)} = F^2(\lambda) \cdot \sin^2 \left(\frac{C(\lambda)}{F(\lambda)} L \right) \quad \text{[III- 71]}$$

Les allures des spectres relevés en sortie de chacun des cœurs sont complémentaires et la fonction de filtrage fréquentielle opérée par une fibre à deux cœurs concentriques peut être visualisée sur la figure III.2.

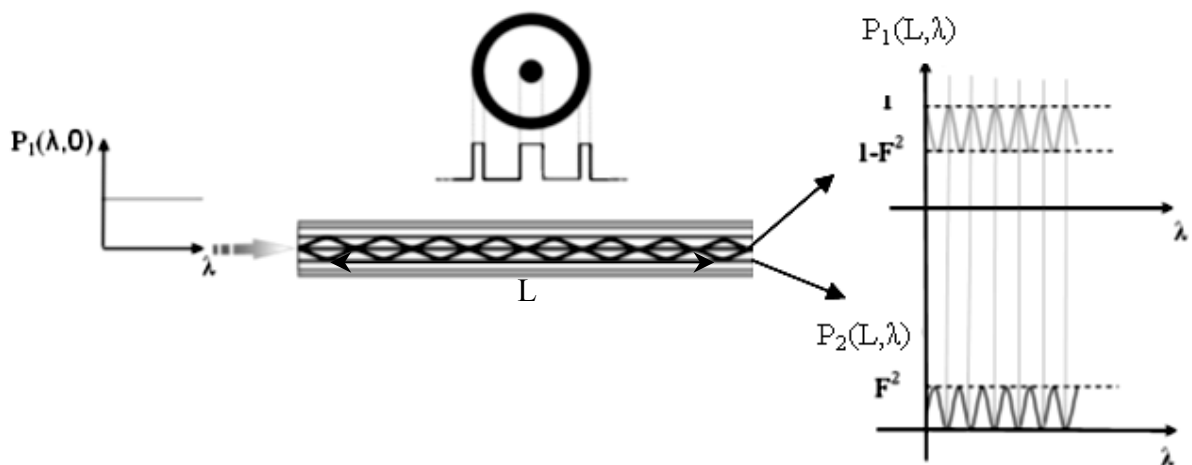


Figure III.2 : Filtrage spectral opéré par une fibre à deux cœurs concentriques

Le contraste de $T_1(\lambda)$ est maximal et égal à 1 à la longueur d'onde d'accord de phase ($F^2=1$) et diminue à mesure que le désaccord spectral $\Delta\beta$ entre les guides couplés augmente.

Après cette étude théorique des propriétés de propagation et de filtrage spectral des fibres à deux cœurs concentriques optiquement couplés, nous allons montrer qu'il est possible d'en tirer parti pour réaliser la combinaison cohérente des rayonnements issus des cœurs dopés d'un laser à fibre à deux cœurs concentriques dopés aux ions ytterbium.

I.2. Combinaison cohérente dans une fibre à deux cœurs concentriques dopés ytterbium

I.2.1. Principe

On suppose maintenant que les cœurs de la fibre composite sont dopés, uniformément pompés grâce à un pompage par la gaine et utilisés dans une cavité dont le coupleur de sortie fait office de filtre modal, de configuration proche de celle proposée au chapitre précédent. Le schéma du dispositif est présenté sur la figure III.3.

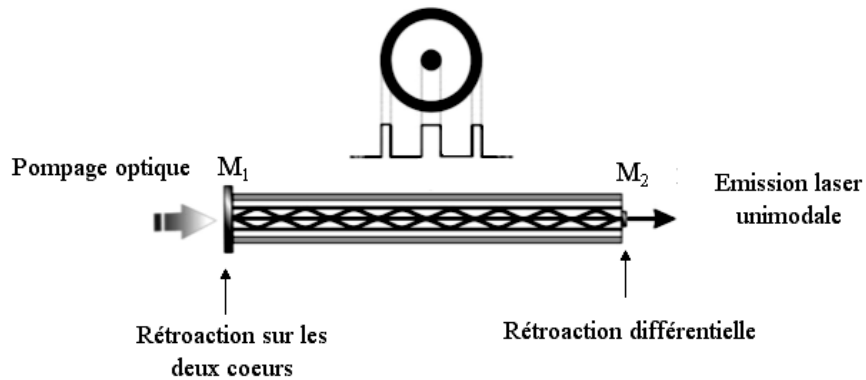


Figure III.3 : Laser interféromètre à fibre à deux cœurs concentriques

Le tronçon de FDCC de longueur L est inséré entre deux miroirs M_1 et M_2 . M_1 est un miroir dichroïque, totalement transparent à la longueur d'onde de pompage et totalement réfléchissant à la longueur d'onde signal. M_2 présente un coefficient de réflectivité $R < 1$ et assure une rétroaction optique uniquement dans le cœur central. Ce laser à milieu amplificateur composite peut être assimilé à un interféromètre actif comparable à celui étudié au chapitre précédent.

A l'instar de la cavité étudiée dans le chapitre II, les conditions de résonance de la cavité imposent des contraintes dans le spectre des fréquences temporelles, les seules fréquences autorisées à osciller dans la cavité étant celles pour lesquelles un aller-retour dans la cavité est égal à un multiple de la longueur de battement $L_b(\lambda)$, c'est-à-dire :

$$2L = m \cdot L_b(\lambda) \quad \text{[III-72]}$$

Ces fréquences de résonance correspondent aux maxima de la fonction de transmittance fréquentielle d'un tronçon de fibre de longueur optique $2L$, c'est-à-dire :

$$T(\lambda, 2L) = 1 - F^2(\lambda) \sin^2 \left(\frac{C(\lambda)}{F(\lambda)} 2L \right) \quad \text{[III-73]}$$

Pour ces fréquences de résonance et dans le cas où $F^2=1$, le champ à l'extrémité de la fibre où on opère une rétroaction différentielle émerge uniquement du cœur central.

Comme dans la cavité présentée au chapitre II, la discrimination modale par les pertes minimales se traduit spectralement par l'émission d'un spectre modulé, puisque constitué des seules fréquences de résonance de la cavité correspondant aux maxima de la fonction de transfert de la fibre composite de longueur $2L$. Ce spectre modulé en sortie du laser à fibre composite constitue la signature de l'existence d'un couplage entre les rayonnements issus des deux cœurs.

I.2.2 Vers une efficacité de combinaison maximale

Nous avons démontré dans le chapitre précédent que l'efficacité de combinaison dépendait du coefficient de partage du coupleur. Nous allons par analogie montrer ici que l'efficacité de combinaison en sortie du laser à deux cœurs concentriques est maximale lorsque le coefficient de transfert en puissance F^2 est maximal et égal à 1.

On suppose que l'on excite sélectivement le cœur central de la FDCC dopée par une onde monochromatique d'amplitude unité et de distribution transverse $\Psi_1(r)$, se décomposant à l'entrée de fibre composite sur la base des supermodes Ψ^+ et Ψ^- .

Conformément à la relation [III-56], le champ $E_1(r, z=2L)$, en sortie du cœur central, (où est appliquée la rétroaction différentielle) après un aller-retour dans la cavité s'écrit :

$$E_1(z=2L) = \frac{b_+}{a_+ (1+a_+^2)^{1/2}} \Psi_1 \cdot \left(a_- \sqrt{G^+} e^{j\beta^+ 2L} - a_+ \sqrt{G^-} e^{j\beta^- 2L} \right) \quad \text{[III-74]}$$

G^+ et G^- désignent respectivement les gains saturés en intensité sur un aller-retour, vus par chacun des supermodes symétrique Ψ^+ et antisymétrique Ψ^- . On a de plus supposé le miroir M_1 parfaitement réfléchissant à la longueur d'onde signal. L'expression de $E_1(z=2L)$ est analogue à celle obtenue au paragraphe II.2.4 du chapitre II, dans le cas d'un laser interféromètre à deux cœurs parallèles :

$$E_r = \left\{ (1-r_s^2) \sqrt{G_1} e^{j\Phi_1} + r_s^2 \sqrt{G_2} e^{j\Phi_2} \right\} E_i \quad \text{[III-15]}$$

où r_s^2 désigne le coefficient de partage du coupleur.

Dans le chapitre II, nous avons démontré qu'une combinaison cohérente des rayonnements issus des deux milieux amplificateurs avec une efficacité de combinaison maximale sur la voie commune du laser interféromètre nécessitait que les deux ondes interférant au niveau du coupleur aient des poids identiques (interféromètre actif équilibré, $r_s^2=0,5$ et $G_1=G_2$).

Par analogie, d'après [III-74], dans le cas du laser interféromètre à fibre à deux cœurs concentriques, l'efficacité de combinaison maximale est obtenue quand $|a_+|=|a_-|$. D'après [III-34], [III-35] et [III-36], ceci implique $\beta_1=\beta_2$ et $F^2=1$.

a_+ et a_- valent alors respectivement +1 et -1, les constantes de décomposition modale B_{1+} et B_{1-} intervenant dans la relation $\Psi_1=B_{1+}\Psi^++B_{1-}\Psi^-$ sont identiques et valent respectivement :

$$B_{1+}=A_{+1}=\frac{1}{(1+a_+^2)^{1/2}}=\frac{1}{\sqrt{2}} \quad \text{[III-75]}$$

$$B_{1-}=A_{-1}=\frac{1}{(1+a_-^2)^{1/2}}=\frac{1}{\sqrt{2}} \quad \text{[III-76]}$$

De ce fait, les supermodes Ψ^+ et Ψ^- voient des gains saturés identiques et les ondes qui interfèrent ont des amplitudes identiques, conduisant à une efficacité de combinaison théorique égale à 1.

Une remarque supplémentaire concerne le coefficient de transfert F^2 . A l'accord de phase, ($\beta_1=\beta_2$), F^2 est maximum et vaut 1. Ceci signifie que toute la puissance est transférée d'un cœur sur l'autre après une demi-longueur de battement permettant ainsi, en configuration laser, une exploitation optimale des gains des deux cœurs dopés. A contrario, en dehors du synchronisme, $F^2<1$, une partie du gain disponible n'est pas exploitée puisque le transfert de puissance n'est pas total, conduisant à une diminution de l'efficacité de conversion opto-optique du laser interféromètre.

En dehors des conditions d'accord de phase ($\Delta\beta=\beta_1-\beta_2 \neq 0$), les amplitudes modales B_{1+} et B_{1-} des supermodes Ψ^+ et Ψ^- ne sont plus égales et l'efficacité de combinaison

$\eta = \frac{I_c}{I_+ + I_-}$ sera alors strictement inférieur à 1, comme nous l'avons montré dans le cas d'un

interféromètre actif déséquilibré ($r_s^2 \neq 0,5$). Néanmoins, l'étude analytique simple nous ayant

permis d'évaluer l'évolution de l'efficacité de combinaison de l'interféromètre actif en fonction du déséquilibre des intensités propagées dans chacun de ses bras n'est ici plus valide. En effet, dans le cas de la fibre à deux cœurs concentriques, les gains G^+ et G^- subis par chacun des supermodes Ψ^+ et Ψ^- sont fonction de leur intensité modale respective I_+ et I_- , mais aussi de leur facteur de recouvrement Γ_s^+ et Γ_s^- . Ce facteur de recouvrement Γ_s entre onde signal et cœur dopé est écrit sous forme simplifiée à l'équation [I-33], dans le cas d'une propagation unimodale à la longueur d'onde signal. Dans le cas qui nous intéresse ici, il est nécessaire de calculer le facteur de recouvrement Γ_s^+ (respectivement Γ_s^-) du supermode symétrique (respectivement du mode antisymétrique) avec les cœurs dopés de manière rigoureuse [95] :

$$\Gamma_s^- = \frac{\int_0^{r_1} |\Psi^{+2}(r)| r dr + \int_{r_2}^{r_3} |\Psi^{+2}(r)| r dr}{\int_0^\infty |\Psi^{+2}(r)| r dr} \quad \text{[III-77]}$$

où r_1 , r_2 et r_3 ont été définis à la figure III.1. A l'accord de phase, on a $\Psi^{+2}(r) = \Psi^{-2}(r)$ et par conséquent $\Gamma_s^+ = \Gamma_s^-$, de sorte qu'on ait $G^+ = G^-$. En dehors des conditions d'accord de phase, ces égalités ne sont plus vérifiées et il est nécessaire de calculer à chaque longueur d'onde Γ_s^+ et Γ_s^- , afin d'en déduire les gains G^+ et G^- .

On comprend donc ici qu'une étude analytique est inenvisageable et que l'évaluation de l'efficacité de combinaison des puissances portées par chacun des supermodes en dehors des conditions d'accord de phase est complexe puisqu'il nécessite une détermination numérique des gains subis par chacun des supermodes fonction de leur distribution transverse, ce qui n'a pas encore été fait à ce jour.

Nous nous en tiendrons donc ci-après à déterminer numériquement des profils opto-géométriques de la fibre à deux cœurs concentriques permettant de s'approcher des conditions d'accord de phase (et donc de maximiser l'efficacité de combinaison) sur une large bande spectrale.

Dans la partie suivante, nous dressons donc un cahier des charges de la fibre à concevoir. Nous présentons ensuite les outils numériques utilisés pendant la phase de conception, ainsi que les résultats de simulation numériques, avant de proposer un profil opto-géométrique de fibre à deux cœurs concentriques nous permettant d'optimiser l'efficacité de combinaison des rayonnements issus de la fibre composite sur le mode fondamental gaussien du cœur central sur toute la bande de gain de l'ion ytterbium.

Dans un deuxième temps, ce profil optimisé numériquement sera utilisé pour la fabrication par MCVD de la première fibre à deux cœurs concentriques dopés ytterbium électromagnétiquement couplés. Enfin, nous utiliserons cette fibre comme milieu amplificateur composite d'une cavité laser à rétroaction différentielle et effectuerons la première démonstration expérimentale de combinaison cohérente en sortie d'une fibre à deux cœurs concentriques.

II OPTIMISATION D'UN COUPLEUR A CŒURS CONCENTRIQUES LARGE BANDE

Dans cette partie, nous allons commencer par dresser un cahier des charges auquel doit répondre la fibre à deux cœurs concentriques dopés qui sera fabriquée et testée expérimentalement en configuration laser. Puis nous présenterons les deux outils de simulation utilisés pour optimiser le profil opto-géométrique de la fibre. Enfin, nous présenterons les résultats de cette phase d'optimisation en proposant trois profils indiciaux de fibre à deux cœurs concentriques répondant au cahier des charges fixés, dont l'un sera choisi comme objectif pour la fabrication de la préforme composite.

II.1. Cahier des charges

En guise de préalable à notre étude, nous définissons un cahier des charges répertoriant les principales caractéristiques que doit présenter la fibre à deux cœurs concentriques dopés ytterbium que nous allons concevoir.

La réalisation pratique de cette fibre pose intrinsèquement des difficultés technologiques majeures. En effet, la fabrication d'une préforme de profil opto-géométrique complexe pose de lourdes contraintes lors du processus MCVD, notamment au moment du dépôt par voie gazeuse des couches de silice dopée correspondant au cœur dopé annulaire de la préforme, la concentration en espèces dopantes devant être maîtrisée à chaque instant afin de respecter le profil d'indice de réfraction fixé lors de la phase de conception.

Pour ce projet, le laboratoire XLIM a travaillé en partenariat avec le laboratoire Fiber Optics Research Center (FORC) de Moscou, laboratoire possédant une expertise mondialement reconnue pour la fabrication de préformes de fibres optiques spéciales et notamment dans la fabrication de fibres silice dopées aux ions de terres rares [96].

L'obtention d'une absorption aussi rapide que possible de la puissance de pompage est corrélée à une forte concentration en ions ytterbium dans la matrice silice : cette concentration maximale a été fixée à 10 000ppm d'ytterbium par le laboratoire FORC. Cette concentration en espèces dopantes induisant une élévation indiciale minimale de $3 \cdot 10^{-3}$. Cette contrainte de

fabrication ayant été posée, nous avons ensuite fixé le cahier des charges de la fibre à concevoir :

- Le cœur central, sur lequel on souhaite obtenir la combinaison des rayonnements doit être unimodal sur toute la bande de gain de l'ion ytterbium, imposant une contrainte sur le dimensionnement transverse du cœur central et sur la différence indicielle cœur-gaine.
- Afin de limiter les phénomènes de couplage mis en jeu au couplage des seuls modes fondamentaux des cœurs central et annulaire, le cœur annulaire doit être unimodal radialement. Cette contrainte impose une limitation de l'épaisseur r_3-r_2 .
- La surface dopée totale (somme des surfaces du cœur central et du cœur annulaire) doit être maximale, afin d'optimiser son intégrale de recouvrement avec l'onde de pompage et minimiser la longueur d'absorption de la puissance de pompage.
- Enfin, il est nécessaire que le couplage optique opère sur toute la bande de gain de l'ion Ytterbium, soit une fraction d'énergie transférée F^2 la plus élevée possible sur une bande spectrale de gain s'étendant de 1000 à 1100nm (soit en terme d'amplitude modale B_{1+} et B_{1-} proches de $\frac{1}{\sqrt{2}}$ sur toute la bande d'amplification de l'ion ytterbium).

Ces contraintes d'optimisation ayant été fixées, nous allons maintenant rapidement décrire les outils de simulation mis en œuvre dans cette phase de conception de la fibre à deux cœurs concentriques couplés sur une large bande spectrale.

II. 2. Méthodes numériques de simulation des fibres à profil opto-géométriques complexes

Les propriétés modales des structures complexes étudiées dans ce chapitre ne peuvent être déterminées analytiquement. Les expressions analytiques des répartitions transverses, solutions de l'équation d'onde scalaire, susceptibles de se propager dans la structure deviennent rapidement trop complexes dans le cas de fibres à profil indiciel quelconque. Aussi, la détermination du comportement modal d'une fibre double cœur nécessite la mise en œuvre de méthodes numériques.

Deux outils complémentaires, dont les avantages et inconvénients sont discutés à la suite de leur description, ont permis la simulation des fibres à profil exotique présentées dans cette partie. Leurs résultats ont été confrontés afin de garantir la fiabilité des conclusions proposées. Dans ce qui suit, nous présentons très brièvement les outils de simulation utilisés, en distinguant la méthode des éléments finis, basée sur la résolution des équations de Maxwell dans chacun des sous espaces de la structure maillée et des méthodes de résolution numérique de l'équation d'onde scalaire permettant la détermination du comportement modal des fibres dont le profil indiciel présente une symétrie de révolution.

II.2.1. La méthode des éléments finis

La détermination des propriétés modales d'une fibre à profil indicielle quelconque par le logiciel commercial Femlab est basée sur la méthode des éléments finis. L'utilisation de ce logiciel nécessite plusieurs étapes, décrites ici succinctement. La géométrie, le dimensionnement et le profil indiciel du guide optique dont on souhaite déterminer les caractéristiques modales (distribution transverse et constante de propagation des modes guidés) sont implémentés dans la fenêtre graphique du logiciel. Dans le cas d'une fibre à deux cœurs concentriques à profil idéalisé (deux cœurs concentriques d'indices identiques n_1 baignant dans une gaine commune d'indice n_2), cette étape consiste à définir quatre disques concentriques de rayons r_1, r_2, r_3, r_4 et d'indice successifs n_1, n_2, n_1, n_2 .

La deuxième étape consiste alors à mailler la structure complexe ainsi définie en sous espaces élémentaires (ces sous espaces sont appelés éléments de maillage, généralement de géométrie tétraédrique en volume, 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 noeuds 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 néanmoins 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.

Nous avons présenté sur la figure III.4 la fenêtre graphique du logiciel pendant la phase d'implémentation (figure III.4.a), la fenêtre de maillage de la structure (figure III.4.b) et la

fenêtre donnant après calcul une des distributions transverses du champ électromagnétique solution (Figure III.4.c).

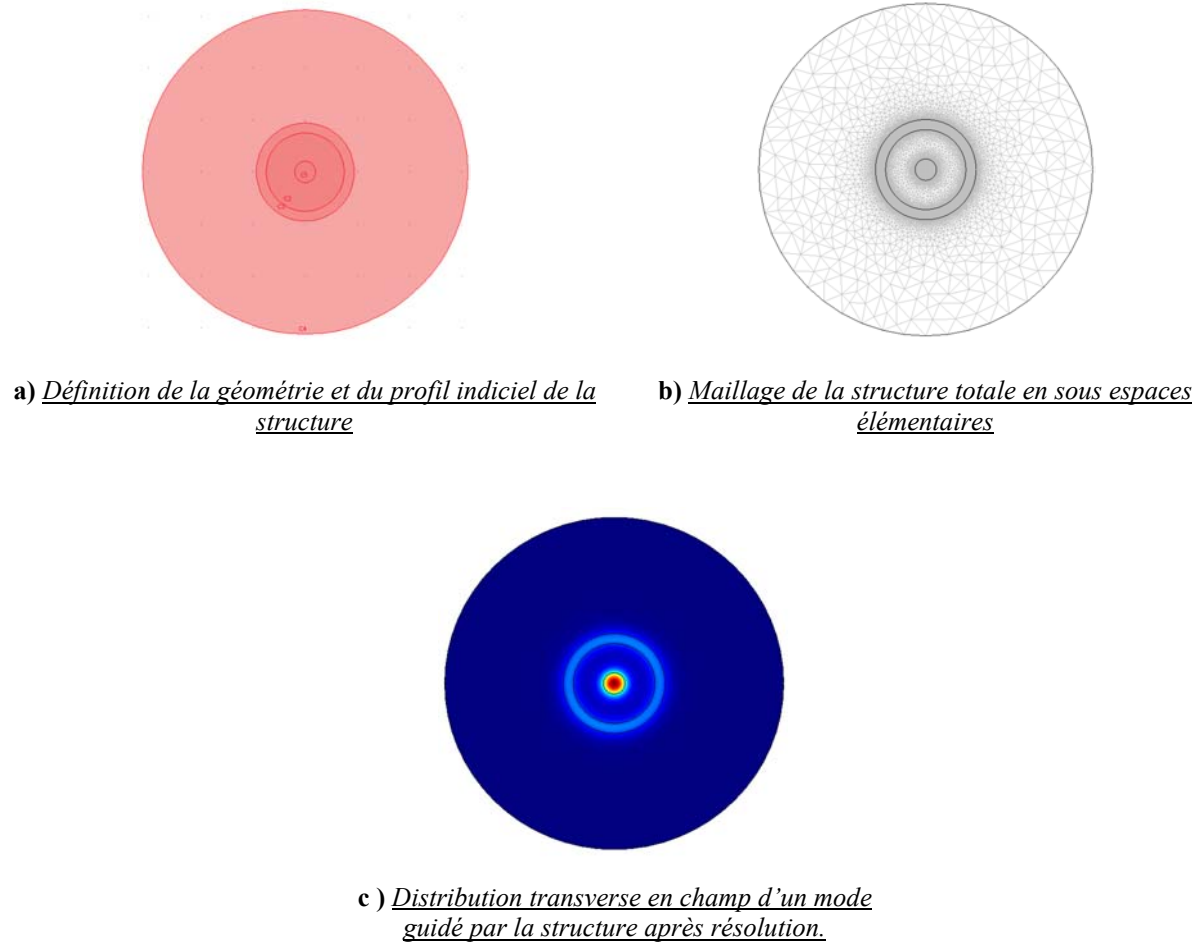


Figure III.4 : Fenêtre graphique du logiciel Femlab.

Cette méthode 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 de révolution. De plus, cette méthode de résolution vectorielle ne fait jamais intervenir l'approximation dite du guidage faible et est donc applicable à des fibres présentant des différences d'indice très importantes. Elle se révèle donc être un outil indispensable à la conception de fibres optiques de nouvelle génération, comme par exemple les fibres microstructurées succinctement décrites au chapitre I, présentant des symétries en $\pi/3$ et des transitions indicielles abruptes entre canaux d'air et silice.

On notera néanmoins une limitation majeure de cette méthode : la simulation étant menée à une longueur d'onde, l'évolution du comportement modal de la fibre sur une large bande

spectrale suppose d'effectuer le calcul à chaque longueur d'onde, induisant des temps d'optimisation nettement alourdis.

Pour cette raison et en vue de confronter les résultats obtenus par deux méthodes de simulation différentes, nous avons également utilisé pour simuler le comportement modal de la fibre à deux cœurs concentriques (fibre idéale et fibre réellement fabriquée), un second logiciel de calcul développé au sein du laboratoire. Ce logiciel permet une résolution modale précise et fiable sur une large bande spectrale des fibres présentant un profil indiciel à symétrie de révolution et satisfaisant aux conditions de guidage faible $\Delta n \ll 1$, conditions toutes deux satisfaites par la structure étudiée dans ce chapitre.

II.2.2. Résolution numérique de l'équation d'onde par un algorithme de type Runge Kutta

Le second logiciel utilisé pour la simulation du comportement modal de la fibre à deux cœurs concentriques, développé par Sébastien Février au cours de sa thèse de doctorat, repose sur la mise en œuvre d'un algorithme de résolution de l'équation d'onde scalaire en coordonnées polaires par la méthode de Runge Kutta.

Nous avons donné au premier chapitre l'équation d'onde scalaire, équation formée à partir des équations de Maxwell dans l'approximation du guidage faible conditionnée à une différence indicielle $\Delta n \ll 1$:

$$\left(\nabla_T^2 + k_0 n^2(x,y) - \beta^2\right) \Psi(x,y) = 0$$

Où ∇_T^2 désigne le laplacien transverse, k_0 la norme du vecteur d'onde égale à $2\pi/\lambda_0$ (λ_0 longueur d'onde optique), $n(x,y)$ le profil d'indice de réfraction de la fibre considérée (on suppose les conditions de guidage invariantes par translation, c'est-à-dire n indépendant de la position longitudinale z), β la constante de propagation du mode considéré à la longueur d'onde de travail, liée à l'indice effectif n_e du mode par la relation $\beta = k_0 n_e$.

La structure particulière étudiée dans ce chapitre présentant une symétrie de révolution, il est possible d'écrire l'équation d'onde dans le repère cylindrique (r, θ, z) , ce qui entraîne des simplifications notables et permet notamment de déterminer indépendamment les dépendances radiales et azimutales des répartitions transverses des modes guidés. Ces derniers peuvent s'écrire $\Psi_m \cos(m\theta)$ ou $\Psi_m \sin(m\theta)$, m désignant l'ordre azimutal du mode et $\Psi_m(r)$ vérifiant l'équation [I-16], fonction de la seule coordonnée radiale r :

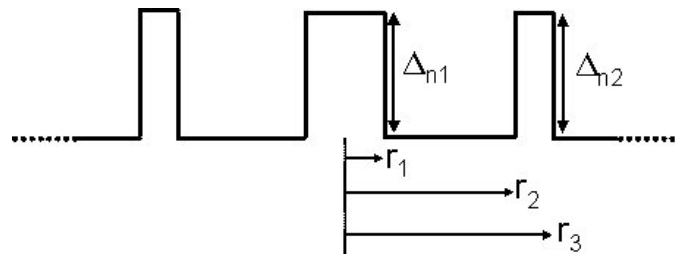
$$\frac{d^2\Psi_m}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\Psi_m}{dr} + \left(k_0^2 n^2(r) - \beta^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) \Psi_m = 0 \quad \text{[I-16]}$$

La méthode de résolution de Runge Kutta d'ordre 4 est particulièrement bien adaptée au calcul modal dans les fibres à deux cœurs concentriques en présentant notamment un excellent rapport entre temps de calcul et fiabilité des résultats. L'indice effectif est initialisé sur l'indice le plus bas du profil indiciel de la fibre dont on souhaite déterminer les modes supportés. L'équation différentielle [I-16] est alors résolue à l'aide de l'algorithme de Runge Kutta d'ordre 4, les solutions Ψ_m ne représentant des modes guidés qu'en cas d'annulation de la fonction et de sa dérivée à l'infini. L'indice effectif est alors incrémenté d'une valeur prédéterminée, le processus reprenant jusqu'à atteindre un indice effectif égal au maximum du profil indiciel de la fibre simulée.

II.3. Résultats des simulations

Nous avons donc utilisé de manière complémentaire la résolution numérique de l'équation d'onde scalaire et la méthode des éléments finis pour déterminer un profil indiciel optimal de fibre à deux cœurs concentriques présentant un fort couplage électromagnétique entre les cœurs. Compte tenu du nombre de paramètres à ajuster, la détermination d'un profil répondant au cahier des charges fixé est complexe. Afin de dégager l'influence des paramètres opto-géométriques (dimensionnement et indice de réfraction) de la FDCC sur l'évolution du coefficient de transfert ou des coefficients de décomposition modaux, nous proposons une étude approfondie de trois jeux de paramètres, dont nous sélectionnerons celui répondant au mieux au cahier des charges fixé.

Ces 3 jeux de paramètres opto-géométriques sont listés dans le tableau 5.



	$\Delta n_1 = \Delta n_2$	r_1	r_2	r_3	$S_{\text{dopée}}$	$R_{\text{éq}}$	$V(1\mu\text{m})$
Profil A	5.10^{-3}	3 μm	10 μm	12,83 μm	167 μm^2	7,3 μm	2,2
Profil B	5.10^{-3}	3 μm	13 μm	15,84 μm	204 μm^2	8,1 μm	2,2
Profil C	3.10^{-3}	4 μm	15 μm	18,33 μm	361 μm^2	10,7 μm	2,2

Tableau 5 : Paramètres opto-géométriques de coupleur à FDCC optimisés pour la bande spectrale 1 μm -1,1 μm

Nous avons précisé dans ce tableau le rayon du cœur central r_1 , les rayons interne et externe r_2 et r_3 du cœur annulaire, les différences indicielles identiques dans les deux cœurs $\Delta n_1 = \Delta n_2$ et ajouté la surface totale des cœurs dopés, donnée par la relation :

$$S_{\text{dopée}} = \pi(r_1^2 - r_2^2 + r_3^2) = \pi R_{\text{éq}}^2 \quad \text{[III- 78]}$$

La dimension $R_{\text{éq}}$ correspondant donc au rayon d'un cœur unique circulaire de même surface dopée $S_{\text{dopée}}$. Les trois profils proposés présentent des différences d'indice cœur gaine assurant l'unimodalité du guide central considéré isolément.

Une faible valeur de Δn_1 et de Δn_2 (cœurs central et annulaire) constitue la contrainte technologique la plus difficile à assurer technologiquement. Aussi, nous proposons d'étudier les propriétés modales et de guidage pour les deux premiers profils opto-géométriques proposés, présentant la plus forte différence indicielle cœur gaine, fixée dans les deux cas à $\Delta n = 5.10^{-3}$.

II.3.1. Examen des résultats de simulation pour $\Delta n = 5.10^{-3}$

Nous allons commencer cet exposé des résultats de simulation par le tracé des allures des distributions radiales de la composante E_x des champs électriques des modes élémentaires Ψ_1 et Ψ_2 des cœurs considérés isolément, à la longueur d'onde centrale de la bande d'amplification de l'ion ytterbium égale à 1050nm, pour le profil indiciel B. Ces allures ont été déterminées par la méthode des éléments finis (Figure III.4). Précisons ici que ces modes Ψ_1 et Ψ_2 sont normalisés en puissance, c'est-à-dire qu'ils vérifient la relation :

$$P_{m1} = \frac{\beta_1}{2\mu_0\omega} 2\pi \int_0^{\infty} \Psi_1^2 r dr = 1 \quad \text{[III-79]}$$

$$P_{m2} = \frac{\beta_2}{2\mu_0\omega} 2\pi \int_0^{\infty} \Psi_2^2 r dr = 1 \quad \text{[III-80]}$$

Les profils transverses des champs obtenus à la longueur d'onde de 1050nm sont donnés figure III.5.

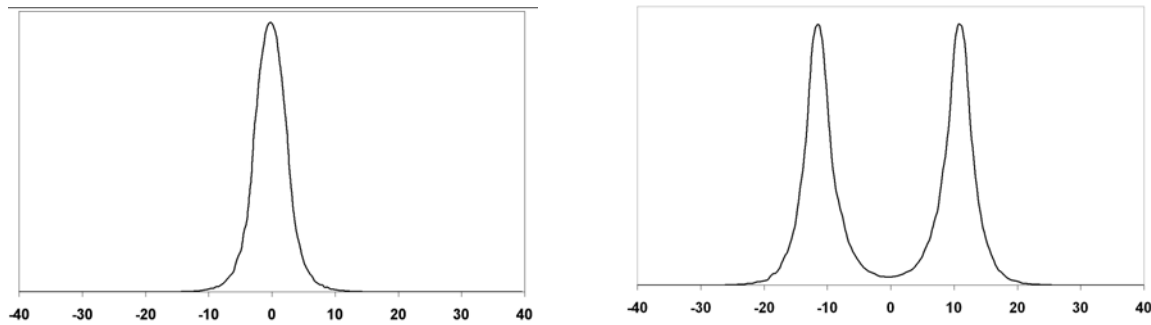


Figure III.5 : Profil radial de la composante E_x du champ électrique des modes fondamentaux du guide central Ψ_1 et du guide annulaire Ψ_2 (profil B)

La simulation du guide annulaire considéré isolément montre donc que le champ n'est pas nul autour de $z=0$ et par conséquent l'intégrale de recouvrement avec le mode fondamental du cœur 1 considéré isolément n'est pas nulle. Ces modes sont donc susceptibles de se coupler à la longueur d'onde de 1,05 μ m, ce que nous allons confirmer par le tracé de la composante E_x du champ électrique des supermodes Ψ^+ et Ψ^- de la structure globale (Figure III.6). De la même manière que les champs des modes fondamentaux des guides isolés, ces modes sont normalisés en puissance, ils vérifient :

$$P_{m+} = \frac{\beta^+}{2\mu_0\omega} 2\pi \int_0^{\infty} \Psi^{+2} r dr = 1 \quad \text{[III-81]}$$

$$P_{m-} = \frac{\beta^-}{2\mu_0\omega} 2\pi \int_0^{\infty} \Psi^{-2} r dr = 1 \quad \text{[III-82]}$$

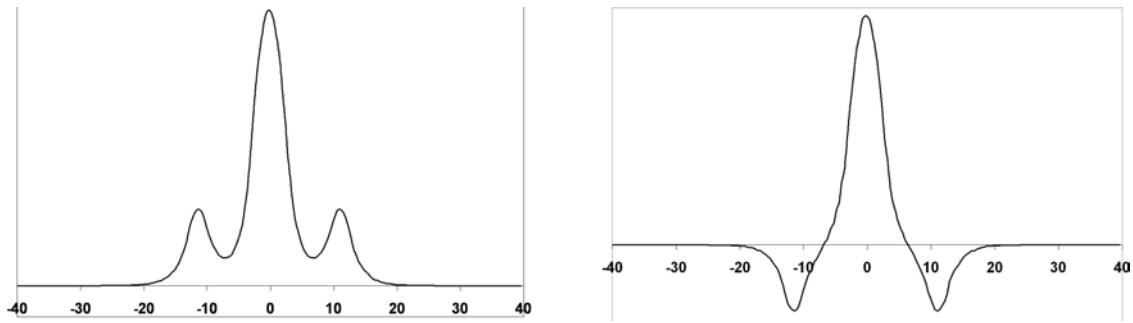


Figure III.6 : Distribution radiale des supermodes de la structure complète Ψ^+ (mode symétrique) et Ψ^- (mode antisymétrique) (profil B)

Les distributions radiales des composantes E_x du champ électrique des supermodes Ψ^+ et Ψ^- dans les deux cœurs confirment l'existence de couplage à la longueur d'onde de 1050nm. La Figure III.7 montre, sur un même graphique les évolutions des indices effectifs des modes fondamentaux Ψ_1 et Ψ_2 (cœurs isolés) et des supermodes de la structure globale Ψ^+ et Ψ^- , calculés à partir d'une résolution des équations d'onde scalaire caractéristiques des différents guides.

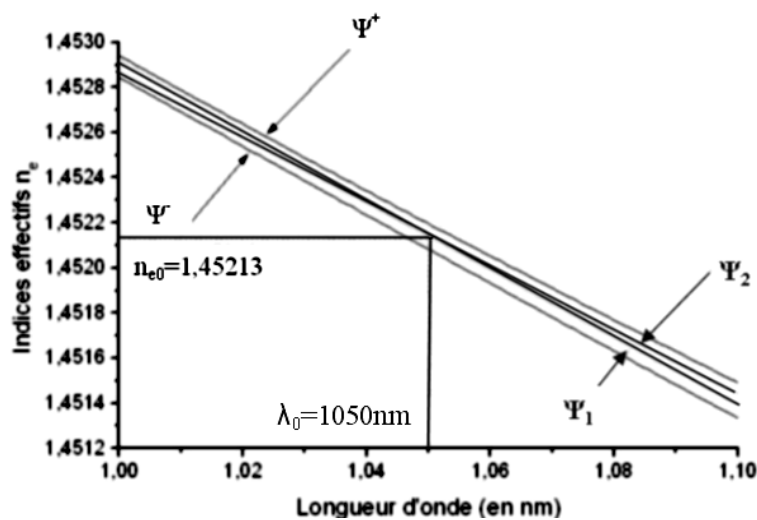


Figure III.7 : Evolution des indices effectifs des modes élémentaires Ψ_1 et Ψ_2 et des supermodes Ψ^+ et Ψ^- avec la longueur d'onde pour le profil opto-géométrique B

Le tracé de ces 4 courbes confirme l'existence d'une longueur d'onde d'accord de phase (égalité des indices effectifs n_{e1} et n_{e2}) entre les modes fondamentaux des cœurs des guides considérés isolément. Cette longueur d'onde a pu ici être fixée au milieu de la bande de gain de l'ion ytterbium, à $\lambda_0=1050\text{nm}$ par ajustement des rayons r_1 , r_2 et r_3 des cœurs. Avant et

après cette longueur d'onde d'accord de phase, les courbes d'évolution des indices effectifs des supermodes n_{e+} et n_{e-} sont tangentes à celles des indices effectifs des modes élémentaires n_{e1} et n_{e2} .

A l'aide des cartographies de champs électriques obtenus par la méthode des éléments finis, nous avons calculé numériquement les coefficients de décomposition modale A_{ij} des supermodes Ψ^+ et Ψ^- du profil B à la longueur d'onde 1050nm (accord de phase) en fonction des modes élémentaires Ψ_1 et Ψ_2 :

$$A_{+1} = \frac{\iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi^+(r,\lambda) \cdot \Psi_1(r,\lambda) dS}{\iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi_1^2(r,\lambda) dS} \approx 0,7 \quad \text{[III-83]} \quad A_{+2} = \frac{\iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi^+(r,\lambda) \cdot \Psi_2(r,\lambda) dS}{\iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi_2^2(r,\lambda) dS} \approx 0,7 \quad \text{[III-84]}$$

$$A_{-1} = \frac{\iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi^-(r,\lambda) \cdot \Psi_1(r,\lambda) dS}{\iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi_1^2(r,\lambda) dS} \approx 0,7 \quad \text{[III-85]} \quad A_{-2} = \frac{\iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi^-(r,\lambda) \cdot \Psi_2(r,\lambda) dS}{\iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi_2^2(r,\lambda) dS} \approx -0,7 \quad \text{[III-86]}$$

Ceci nous confirme de manière numérique les résultats démontrés théoriquement dans la partie précédente : au synchronisme, les répartitions transverses des supermodes 1 et 2 s'expriment respectivement en fonction de celles des modes élémentaires :

$$\Psi^+(r,\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2}} \Psi_1(r,\lambda) + \frac{1}{\sqrt{2}} \Psi_2(r,\lambda) \quad \text{[III-87]} \quad \Psi^-(r,\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2}} \Psi_1(r,\lambda) - \frac{1}{\sqrt{2}} \Psi_2(r,\lambda) \quad \text{[III-88]}$$

Ces derniers transportent par conséquent la moitié de la puissance chacun $P_{m+}=P_{m-}=0,5$. A cette longueur d'onde, ils sont susceptibles d'interférer avec un contraste d'interférence égale à l'unité et un transfert de puissance total d'un cœur sur l'autre se produit ($\Delta\beta=0$, $F^2=1$).

Afin de présenter les tendances d'évolution du couplage avec la géométrie du profil indiciel, nous avons reporté sur le graphe de la Figure III.8 les mêmes courbes pour le profil A.

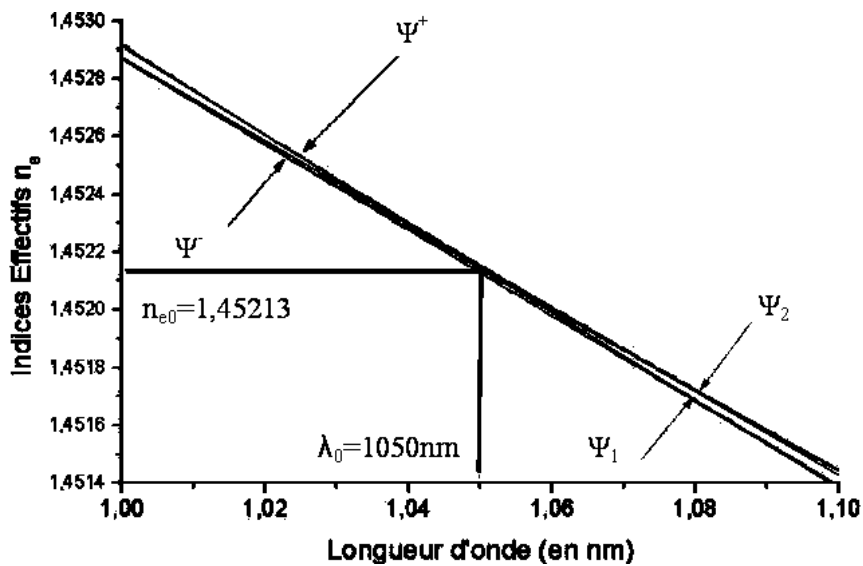


Figure III.8 : Evolution des indices effectifs des modes élémentaires Ψ_1 et Ψ_2 et des supermodes Ψ^+ et Ψ^- avec la longueur d'onde pour le profil opto-géométrique A

Pour ce profil, nous avons conservé le dimensionnement transverse du cœur central mais diminué les rayons r_2 et r_3 , leur rapport r_2/r_3 ayant été ajusté pour ramener la longueur d'onde d'accord de phase des modes élémentaires ψ_1 et ψ_2 au centre de la bande d'amplification de l'ion ytterbium. Les cœurs central et annulaire sont donc ici séparés d'une distance $d=7\mu\text{m}$, contre $10\mu\text{m}$ pour le profil B. Le diamètre du cœur central restant inchangé par rapport au profil B, l'indice effectif d'accord de phase des modes fondamentaux des cœurs isolés reste également le même. Les évolutions des indices effectifs données Figure III.8 pour le profil A montrent une divergence du faisceau de courbes moins importante que celui présenté Figure III.7, la réduction de la distance inter-cœurs se traduisant par conséquent par une diminution du désaccord spectral $\Delta\beta=k_0(n_{e1}-n_{e2})$ autour de la longueur de synchronisme.

Ceci se comprend physiquement par une augmentation du couplage entre les guides central et annulaire à mesure qu'augmente leur proximité physique.

Afin de confirmer cette tendance, nous avons utilisé les valeurs des constantes de propagation β_1 et β_2 calculées à chaque longueur d'onde (Figures III.7 et III.8) pour tracer pour chacun des profils A et B, les évolutions, dans la bande de gain de l'ion ytterbium, du coefficient de transfert F^2 . Son expression a été calculée à partir de l'équation [III-34]. Ces courbes sont reportées sur la Figure III.9.

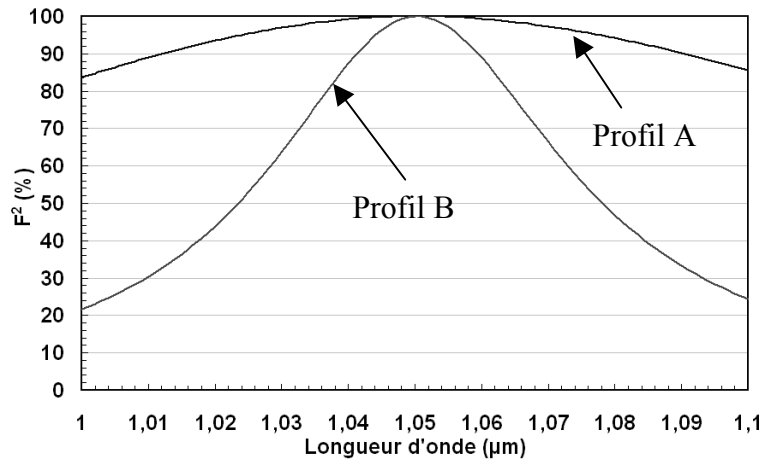


Figure III.9 : Evolution du coefficient de transfert F^2 dans la bande de gain de l'ion ytterbium pour les profils A et B.

Comme prévu théoriquement, la fraction de puissance susceptible d'être transférée d'un cœur sur l'autre est maximale à la longueur d'onde d'accord de phase de 1050nm. Le désaccord spectral $\Delta\beta$ augmentant plus rapidement à mesure que l'on s'éloigne de l'accord de phase pour le profil A que pour le profil B, F^2 chute plus significativement lorsque les cœurs sont éloignés (10 μ m, profil B) que lorsqu'ils sont proches (7 μ m, profil A). Ainsi, le coefficient de transfert F^2 chute à 22% en bord de bande pour le profil B alors qu'il reste supérieur à 85% sur toute la bande de gain de l'ion ytterbium pour le profil A.

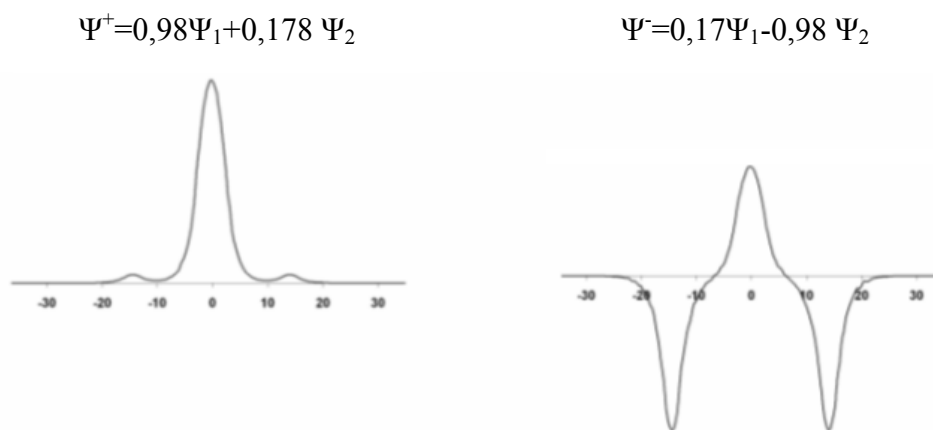


Figure III.10 : Composante E_x du champ électrique des supermodes de la structure globale (Profil B) en bord de bande d'amplification de l'ion ytterbium (1 μ m)

La représentation des composantes E_x des champs électriques des supermodes de la structure globale pour le profil B à la longueur d'onde 1 μ m (voir figure III.10) montre le quasi-découplage des cœurs en bord de bande de gain de l'ytterbium lorsque les cœurs sont éloignés

de $10\mu\text{m}$ (les coefficients de décomposition modale A_{ij} des supermodes sur la base des modes élémentaires Ψ_1 et Ψ_2 donnés Figure III.10 ont été déterminés numériquement à l'aide des intégrales de recouvrement [III-9] et des profils de champ calculés par la méthode des éléments finis). Comme prévu théoriquement, lorsque l'on s'éloigne de la longueur d'onde d'accord de phase et que le désaccord spectral $\Delta\beta$ est négatif, on a $\Psi^+(r) \rightarrow \Psi_1(r)$ et $\Psi^-(r) \rightarrow -\Psi_2(r)$, l'ensemble de la structure se comportant modalement comme deux guides indépendants.

En conclusion de cette analyse des profils A et B ($\Delta n=5.10^{-3}$), nous avons calculé les évolutions des coefficients de décomposition modale B_{1+} et B_{1-} du mode fondamental du cœur central sur la base des supermodes ($\Psi_1=B_{1+}\Psi^++B_{1-}\Psi^-$) puis nous avons tracé les évolutions des grandeurs B_{1+}^2 B_{1-}^2 dans la bande de gain de l'ion Ytterbium.

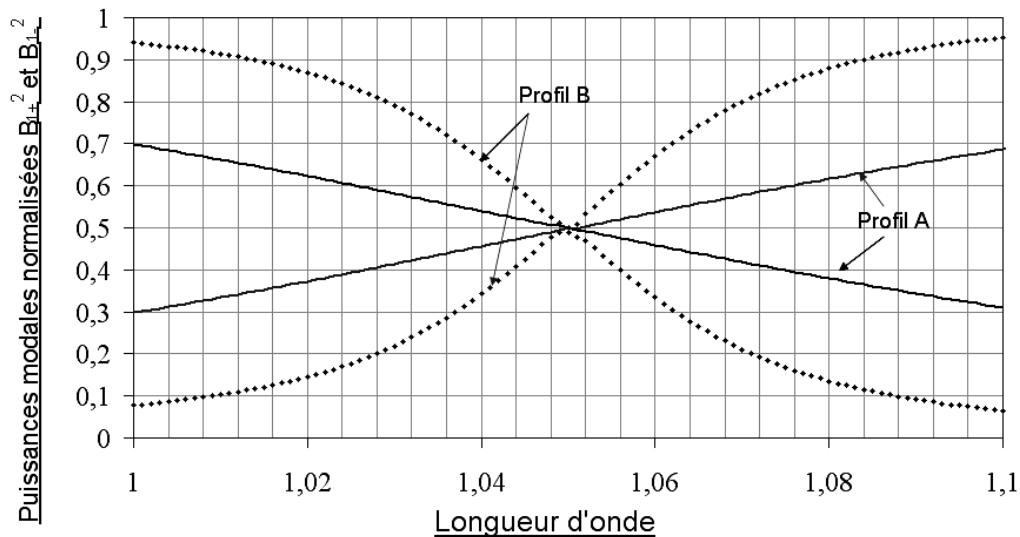


Figure III.11 : Evolution des coefficients B_{1+}^2 (en trait noir) B_{1-}^2 (en trait gris) dans la bande d'amplification de l'ion ytterbium pour les profils A et B

Au synchronisme, la répartition d'amplitude du mode fondamental gaussien résulte de l'addition de celles des supermodes Ψ^+ et Ψ^- pondérés par un même facteur $\frac{1}{\sqrt{2}}$, chacun supportant donc des puissances modales identiques $B_{1+}^2 = B_{1-}^2 = \frac{1}{2}$. A cette longueur d'onde, d'après la discussion du paragraphe II.2.2, il est possible d'obtenir une sommation cohérente des champs des supermodes conduisant à l'émission du seul mode fondamental gaussien du cœur central. En dehors des conditions d'accord de phase, nous ne possédons pas de modèle

permettant de prévoir la chute de l'efficacité de combinaison. Cependant, il apparaît clairement sur la figure III.11 que le déséquilibre des puissances modales portées par les supermodes Ψ^+ et Ψ^- en dehors des conditions d'accord de phase est plus important lorsque les cœurs sont éloignés de $10\mu\text{m}$ (profil B) que lorsqu'ils sont éloignés de $7\mu\text{m}$ (profil A). Ainsi, compte tenu de la démonstration faite au paragraphe II.2.4, on peut affirmer que l'efficacité de combinaison en sortie de la fibre composite sera moins sensible au désaccord spectral pour le profil A que pour le profil B, les puissances modales portées par les supermodes de la structure s'éloignant moins rapidement de la valeur médiane 0,5 dans la bande d'amplification de l'yterbium.

Ainsi, l'examen du phénomène de couplage par ondes évanescentes dans ces deux structures A et B met en lumière la nécessité de trouver un compromis entre large section transverse dopée et couplage efficace des rayonnements issus des cœurs concentriques sur la bande de gain de l'ion ytterbium. En effet, si le fait d'augmenter la distance cœur annulaire/cœur central permet d'améliorer l'absorption de la puissance de pompage (la section transverse progressant de 167 à $204\ \mu\text{m}^2$ entre les profils A et B), elle a sur l'efficacité du couplage l'effet opposé.

De plus, pour de telles fibres composites, la difficulté majeure consiste en pratique à atteindre avec la fibre réalisée la longueur d'onde d'accord de phase visée, un écart minime du dimensionnement transverse des cœurs de la fibre fabriquée par rapport au cahier des charges peut faire varier de plusieurs dizaines de nanomètres la longueur d'onde de synchronisme. Ce problème a été particulièrement critique dans le cas des fibres à deux cœurs concentriques utilisées pour la compensation de dispersion dans la bande C des télécoms optiques, l'obtention d'une forte dispersion chromatique négative étant corrélé à un accord de phase dans cette bande. Ce problème est largement analysé dans les références [94,97].

Ainsi, en sélectionnant un profil opto-géométrique présentant une bande de couplage optique limitée, on s'expose à expulser la longueur d'onde d'accord de phase de la bande de gain de l'ion actif et à obtenir un comportement totalement indépendant des deux milieux à gain en configuration laser.

Pour ces raisons, le profil A semble mieux répondre au cahier des charges fixé. Par rapport à une fibre mono-cœur unimodale à la longueur d'onde de $1\mu\text{m}$ de même ouverture numérique, cette structure présente une section dopée augmentée d'un facteur 6, égale à $167\mu\text{m}^2$. Une fibre mono-cœur unimodale autour de $\lambda=1\mu\text{m}$ et de section transverse dopée équivalente, présenterait un diamètre de cœur de $14,6\mu\text{m}$ et une ouverture numérique limitée à 0,047.

Constatons ici que la condition d'unimodalité transverse d'une telle fibre à saut d'indice imposerait une différence d'indice cœur gaine de l'ordre de 2.10^{-3} , valeur technologiquement très difficile à tenir avec de forts niveaux de dopage en ions ytterbium.

II.3.2. Résultats des simulations pour le profil C

La surface dopée peut encore être largement augmentée en levant la contrainte sur l'indice des cœurs concentriques de la fibre. En effet, en abaissant l'indice de réfraction maximal des cœurs dopés de la fibre à 3.10^{-3} (profil C), la fréquence spatiale normalisée du guide central est conservée inférieure à 2,405 pour un rayon de $4\mu\text{m}$. En abaissant l'indice de réfraction des guides couplés, on diminue le confinement transverse du champ électromagnétique, augmentant par la même sa fraction évanescente se propageant dans la gaine commune et susceptible de se coupler avec le guide voisin.

Il est par conséquent possible d'obtenir un couplage optique aussi efficace que celui obtenu avec le profil A (en terme de fraction de puissance susceptible d'être transférée d'un cœur sur l'autre), en éloignant les cœurs d'une distance beaucoup plus importante ($11\mu\text{m}$). La surface dopée obtenue ($361\mu\text{m}^2$) est alors environ deux fois supérieure à celle du profil A, (7 fois supérieure à celle d'une fibre à un seul cœur unimodal d'ouverture numérique identique). Comme pour les profils A et B, nous avons évalué pour le profil C le coefficient de transfert F^2 autour de la longueur d'onde d'accord de phase 1050nm , tracée figure III.12.

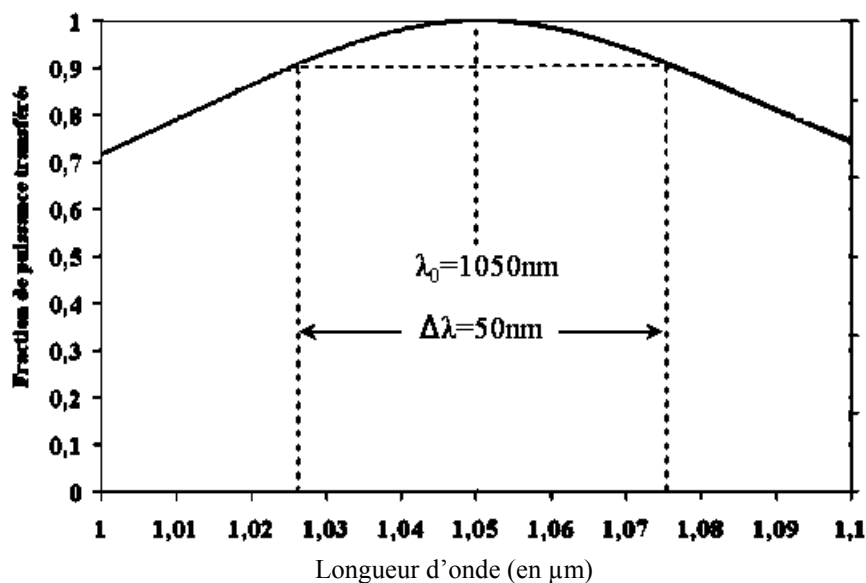


Figure III.12 : Evolutions du coefficient de transfert F^2 en fonction de la longueur d'onde, dans la bande d'amplification de l'yterbium pour le profil C

On remarque alors que pour ce troisième profil, malgré le relatif éloignement des deux guides (11 μm bord à bord), le coefficient de transfert F^2 reste supérieur à 72% sur la bande s'étendant de 1000nm à 1100nm et supérieur à 90% sur la bande sur une bande de 50nm de 1025nm à 1075nm.

Pour conclure sur ces résultats de simulation, nous avons assimilé les fibres à deux cœurs concentriques de profils A, B et C à des fibres unimodales de rayons respectifs $R_{\text{eq}}(A)$, $R_{\text{eq}}(B)$ et $R_{\text{eq}}(C)$ (voir tableau 5) et évalué l'absorption de 20W de puissance de pompage à 980nm à l'aide du modèle proposé au chapitre 1. On fixe arbitrairement la longueur d'absorption L_{abs} à la longueur de fibre nécessaire pour absorber 90% de la puissance de pompage. Les performances obtenues sont comparées à celles obtenues en utilisant une fibre unimodale de technologie classique présentant un rayon de cœur de 4 μm . Les quatre fibres simulées présentent le même diamètre de gaine interne 100 μm et les résultats sont reportés figure III.13.

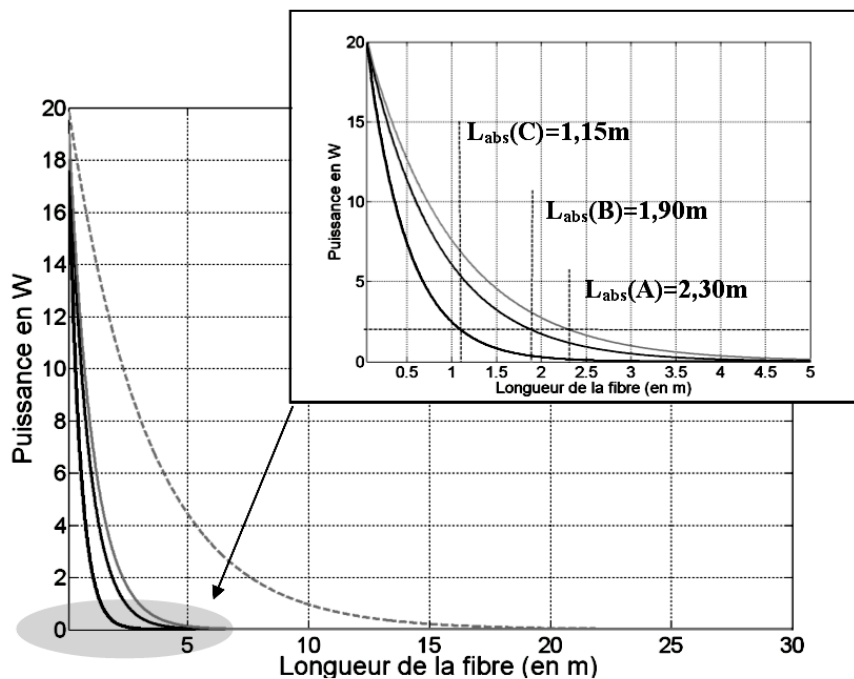


Figure III.13: Evolution de la puissance de pompage résiduelle en fonction de la longueur de fibre. En trait discontinu, fibre mono-cœur ($\Phi_{\text{cœur}}=8\mu\text{m}$), en trait continu, FDCC profil A (gris clair), profil B (gris), profil C (noir). Encart : zoom sur la zone 0-5m.

Nous constatons logiquement sur cette figure que l'augmentation de la section transverse dopée d'un facteur N conduit à diminuer la longueur d'absorption de la puissance de pompage

d'un même facteur. Ainsi, si 7,60m de fibre de 4 μ m de rayon de cœur sont nécessaires à l'absorption de 18W de puissance de pompage, cette longueur chute respectivement à 2,3m, 1,9m et 1,15m pour les fibres de rayons respectifs $R_{\text{éq}}(A)$, $R_{\text{éq}}(B)$ et $R_{\text{éq}}(C)$.

Le profil C répond donc au cahier des charges fixé au paragraphe II.1. En effet, le coefficient de transfert F^2 reste très élevé sur toute la bande de gain de l'ion ytterbium. Il est supérieur à 90% sur une bande de 50 nm s'étendant de 1025 à 1075nm et présente une section transverse dopée de 360 μ m² permettant de diminuer la longueur d'absorption de la puissance de pompage d'un facteur 7 par rapport à une fibre à cœur unique de différence indicielle identique.

Par conséquent, le dimensionnement proposé pour la fibre de profil C a été multiplié par un facteur d'homothétie $h=125$, pour obtenir le profil d'indice de réfraction de la préforme FDCC à fabriquer. Le dimensionnement transverse obtenu ($r_1=0,5\text{mm}$, $r_2=1,875\text{mm}$, $r_3=2,29\text{mm}$, $\Delta n=3.10^{-3}$), a alors été communiqué aux chercheurs du laboratoire FORC de Moscou pour la fabrication de la première préforme FDCC dopée à l'ytterbium. La fabrication, l'étude théorique et la caractérisation expérimentale de cette fibre fait l'objet de la troisième et dernière partie de ce chapitre.

III. FABRICATION ET CARACTERISATION EXPERIMENTALE D'UNE FIBRE A DEUX CŒURS CONCENTRIQUES DOPES YTTERBIUM

III.1. Préforme à deux cœurs concentriques dopés ytterbium

A partir du cahier des charges fixé au terme de la campagne d'optimisation dont les résultats ont été exposés dans la partie précédente, l'équipe du Professeur E. Dianov a fabriqué par MCVD une préforme de fibre optique à deux cœurs concentriques dopés à l'ytterbium.

Les deux cœurs de la préforme réalisée sont de type alumino-germano-silicate, l'ajout de germanium et d'aluminium permettant de créer des sites d'accueil pour les ions ytterbium. De fortes concentrations en germanium et en aluminium (respectivement 0,6%poids et 1,2%poids dans la préforme final) ont permis d'obtenir une forte concentration en ytterbium dans les cœurs dopés estimée à 10 000ppm d'ytterbium, soit 2,2%poids, sans observer de phénomènes d'agrégats handicapants. Enfin, l'augmentation indicielle apportée par les ions ytterbium a été compensée par un co-dopage au fluor des cœurs dopés, avec une concentration relative dans la préforme finale de 2,1%poids.

Le profil d'indice de réfraction de la préforme fabriquée est donnée sur la figure III.14.

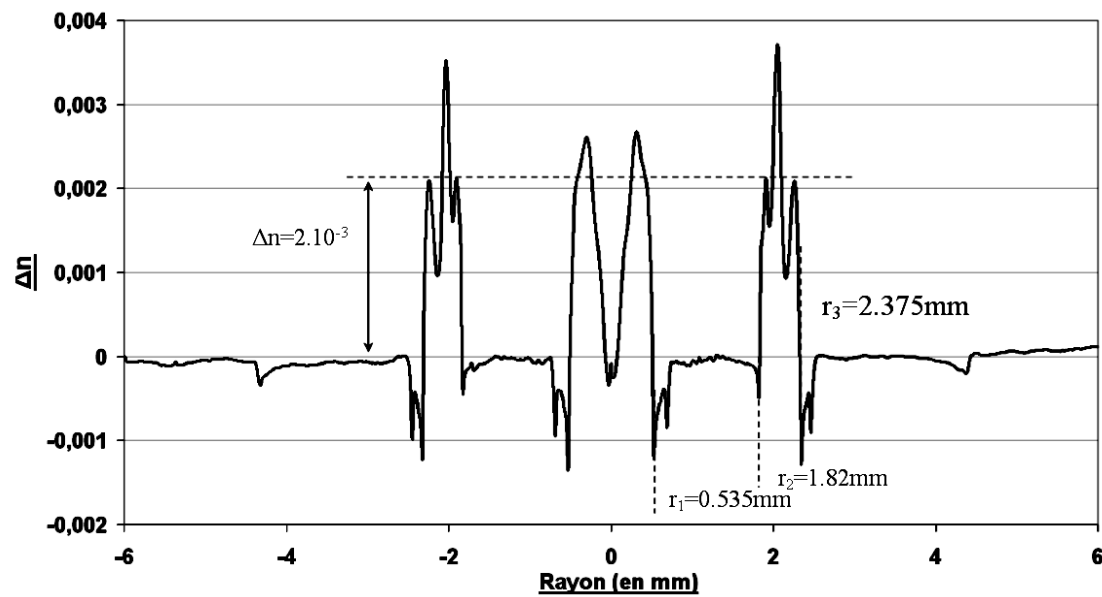


Figure III.14 : Profil d'indice de réfraction de la préforme à deux cœurs concentriques

La première constatation évidente que l'on peut faire à la vue de ce profil d'indice de réfraction de la préforme synthétisée est l'extrême irrégularité de l'évolution radiale de l'indice et par conséquent le désaccord entre le profil indiciel visé et celui réellement obtenu dans la préforme composite. On remarquera également la dépression indicielle très importante au centre du cœur central. Ce profil d'indice est donc hélas éloigné du profil optimal déterminé dans la partie précédente. Les chercheurs du FORC expliquent cet éloignement par d'importantes difficultés à homogénéiser les concentrations des espèces dopantes entre les différentes couches déposées lors des phases de trempage correspondant aux cœurs dopés.

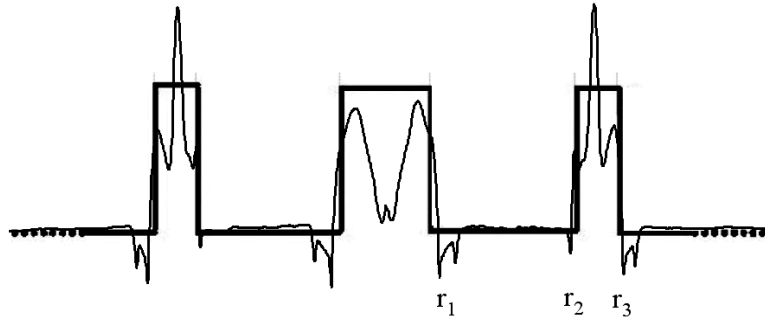
Compte tenu des difficultés technologiques rencontrés lors de sa conception, la réalisation d'une seconde préforme de profil d'indice de réfraction répondant plus précisément au profil optimal n'a pas pu être envisagée dans des délais raisonnables dans le cadre de ma thèse. En effet, la fabrication d'une telle fibre nécessite l'élaboration d'un procédé MCVD spécifique et un grand nombre d'essais erreurs avant d'obtenir un résultat proche de celui fixé par le cahier des charges. Aussi, malgré le décalage entre les caractéristiques fournies par le cahier des charges et celles de la préforme réelle, cette dernière a été utilisée pour fabriquer la fibre que nous avons étudiée par la suite.

Cependant, malgré l'irrégularité du profil indiciel, toutes les constatations ne sont pas négatives. En effet, les dimensions transverses r_1 , r_2 et r_3 des cœurs central et annulaire

mesurées dans la préforme (et reportées figure III.14), respectent convenablement les valeurs du profil optimal de la fibre étirée avec un rapport de fibrage $h=125$.

Afin de visualiser la dissymétrie relative entre le profil opto-géométrique réellement obtenu et celui de la fibre idéale modélisée au paragraphe précédent (profil C), nous avons superposé le profil indiciel de la préforme au profil de préforme réalisée déduit du profil C de la fibre idéale et comparé les écarts relatifs des dimensions transverses r_1 , r_2 et r_3 .

Cette comparaison est présentée dans le tableau 6.



	Profil Optimisé	Profil Réel	Ecart Relatif $\Delta r/r$
r_1	0,5 mm	0,535 mm	7%
r_2	1,875 mm	1,82 mm	2,9%
r_3	2,29 mm	2,375 mm	3,7%

Tableau 6 : Comparaison des rayons r_1 , r_2 et r_3 du profil optimal (en noir) et des rayons obtenus dans la fibre réelle (en gris) après étirage de la préforme d'un facteur $h=125$.

Deux remarques s'imposent alors : d'une part, le dimensionnement transverse de la préforme fabriquée n'est pas très éloigné de celui du prototype proposé par XLIM. D'autre part, la valeur moyenne de la différence indicelle Δn cœurs gaine de 2.10^{-3} mesurée expérimentalement dans la préforme est inférieure à la valeur visée de 3.10^{-3} . Compte tenu des tendances dégagées lors de la phase d'optimisation, cette diminution du saut d'indice cœur gaine est un facteur favorable à l'existence d'un couplage par ondes évanescentes, du fait de la diminution du confinement transverse du champ électromagnétique propagé dans chacun des guides.

Aussi, on peut avancer que si le comportement modal du coupleur réellement fabriqué sera très différent de celui prévu pour le profil optimal, la présence de couplage entre les cœurs reste envisageable.

Dans la partie suivante, nous allons présenter les résultats numériques et expérimentaux obtenus grâce à la fibre à deux cœurs concentriques étirée à partir de la préforme fabriquée par le FORC.

III.2. Etirage de la fibre à deux cœurs concentriques

La préforme synthétisée par MCVD a ensuite été incluse dans une préforme macrostructurée air-silice, les canaux d'air étant chargés dans la fibre étirée d'assurer le guidage du faisceau de pompage délivré par une diode de forte ouverture numérique (fibre à gaine d'air, voir chapitre 1). Afin de présenter un diamètre de gaine interne d'environ $100\mu\text{m}$ dans la fibre, (dimension typique correspondant à celle du pigtail de la diode de pompage disponible), la préforme à deux cœurs concentriques a été attaquée chimiquement par un bain d'acide fluorhydrique pendant 12h, pour ramener le diamètre externe de la préforme à 9mm. Elle a ensuite été assemblée dans un tube de silice pure de diamètre interne 13mm entourée de capillaires à bords minces de 2mm. Un schéma de la préforme montée est donné sur la figure III.15.

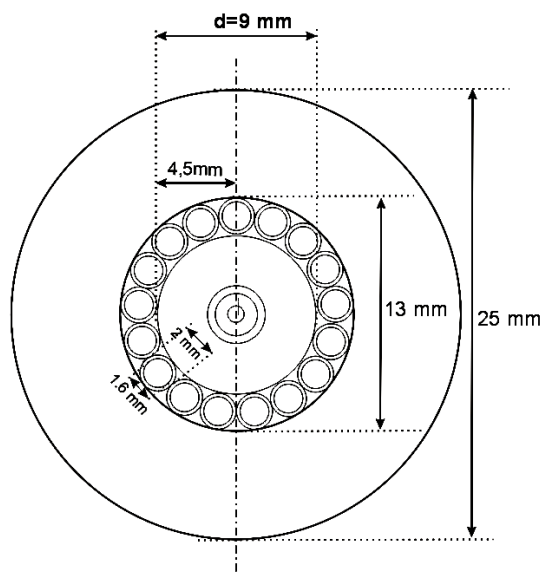


Figure III.15 : Dimensionnement transverse de la préforme millistructurée à gaine d'air

Une fois la préforme montée, nous avons procédé à un premier fibrage, réduisant le dimensionnement transverse à une échelle millimétrique. Une photographie d'une vue au

microscope optique d'une canne millistructurée air-silice, où l'on peut distinguer les cœurs concentriques dopés ytterbium, est donnée Figure III.16.

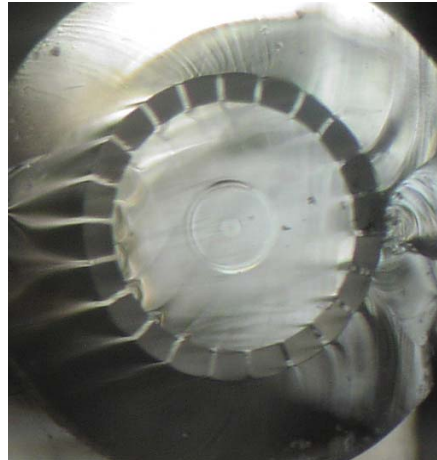


Figure III.16 : Photographie de la face d'une canne millistructurée air-silice à gaine d'air

Enfin, nous avons procédé à une deuxième étape de fibrage, réduisant la canne millimétrique à l'échelle micrométrique de la fibre. Le rapport de fibrage fixé devait permettre d'obtenir un dimensionnement transverse r_1 , r_2 et r_3 des cœurs actifs proche de celui déterminé numériquement pour le profil C de la fibre idéale.

Un problème s'est présenté au moment du fibrage : le gonflement des trous d'air de la fibre sous l'effet de la pression, s'est fait au détriment de la section transverse de la fibre dopée, dont les paramètres opto-géométriques ont été réduits d'un facteur $h=180$. Par manque de temps, un nouvel étirage de canne millistructurée, permettant de régler ce problème et d'atteindre un rapport homothétique de 125, n'a pas pu trouver sa place dans le calendrier du projet. Cependant, nous allons constater que des résultats intéressants ont pu être obtenus à partir de la fibre étirée. Son profil indiciel, déduit du profil de la préforme réduit d'un facteur 180, ainsi qu'un cliché pris au microscope électronique à balayage de sa section transverse sont donnés sur la figure III.17.

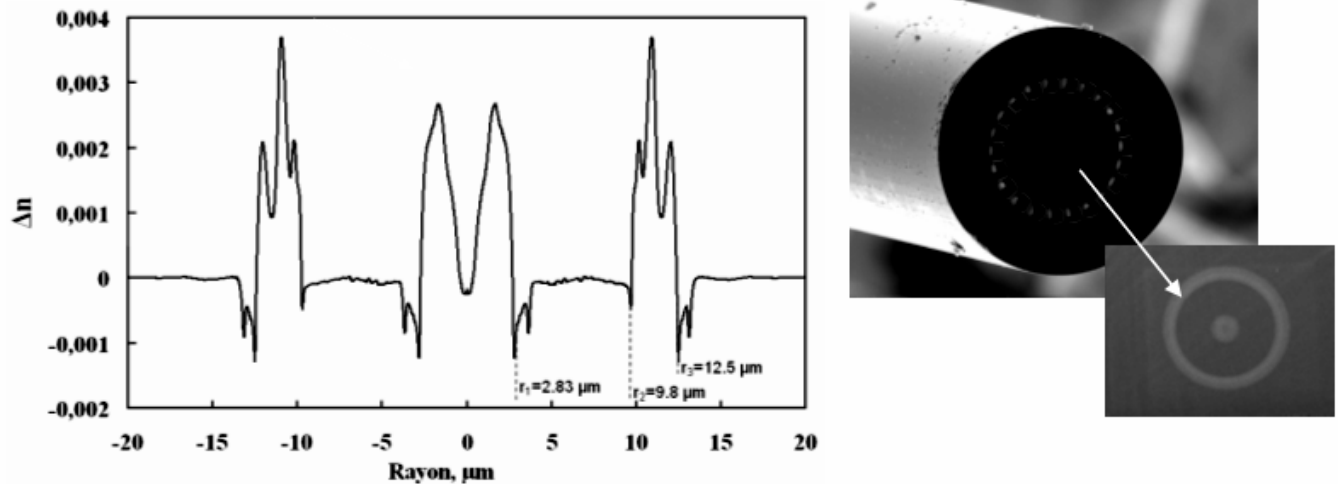


Figure III.17 : Profil indiciel de la fibre à deux cœurs concentriques étirée et image MEB de sa section transverse

Afin de déterminer le comportement modal de la fibre à deux cœurs concentriques réelle, nous avons procédé à une seconde campagne de simulation, effectuée cette fois à partir du profil réel donné sur la figure III.17. Les résultats et conclusions de cette seconde campagne sont discutés dans la partie suivante.

III.2.1. Approximation analytique du profil indiciel de la préforme

Pendant toute la phase d'optimisation présentée dans la partie II, nous avons considéré des fibres à deux cœurs concentriques à profil indiciel idéal, c'est à dire deux cœurs d'indice commun n_1 baignant dans une gaine commune d'indice n_2 , la constance de l'indice de réfraction dans chacun des guides étant supposée parfaite. Bien entendu, compte tenu du profil réel considéré, de telles approximations ne peuvent être envisagées pour déterminer numériquement le comportement modal de la fibre étirée à partir de la préforme fabriquée au FORC.

L'obtention de résultats aussi précis que possible par la mise en œuvre des outils de simulation utilisés dans la partie précédente a nécessité la définition d'une écriture analytique du profil indiciel $n(r)$ de la préforme.

Pour ce faire, nous avons discrétisé radialement le profil indiciel de la préforme en N sous-domaines de rayons respectifs R_0, R_1, \dots et R_N , le profil indiciel $n(r)$ à l'intérieur de chacun de

ces sous-domaines pouvant être décrit avec une bonne approximation à l'aide de fonctions analytiques usuelles. Ce concept est présenté graphiquement sur la Figure III.18 :

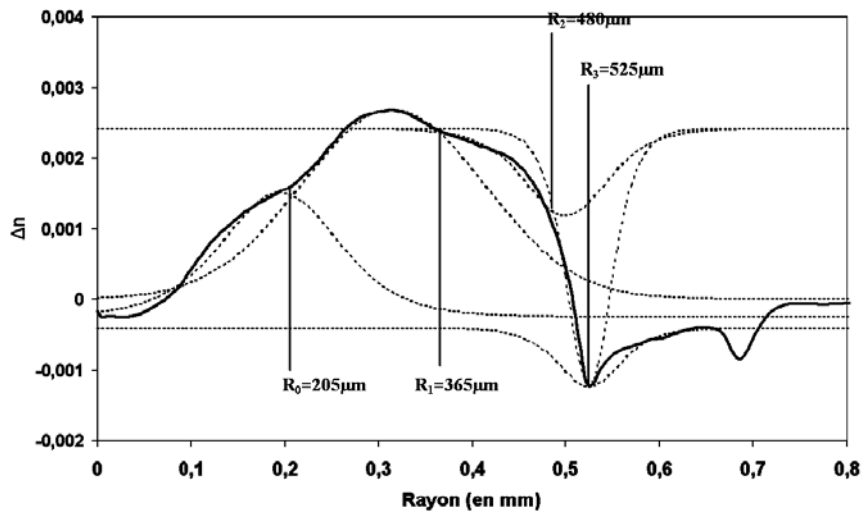


Figure III.18 : Approximation par morceaux du profil indiciel $n(r)$ de la préforme entre $r=0$ et $r=800\mu\text{m}$ (cœur central)

Comme nous le voyons sur cette figure, il est possible d'approximer par morceaux le profil réel $n(r)$ de la préforme pour r variant de 0 à $800\mu\text{m}$ à l'aide de 5 fonctions de r respectivement tangentes au profil d'indice de 0 à R_0 , de R_0 à R_1 , puis de façon générale de R_i à R_{i+1} . Cette méthode, étendue à toute la section transverse de la fibre, nous a permis de définir analytiquement avec une grande précision le profil d'indice de réfraction $n(r)$ de la préforme totale, comme nous le montrons figure III.19.

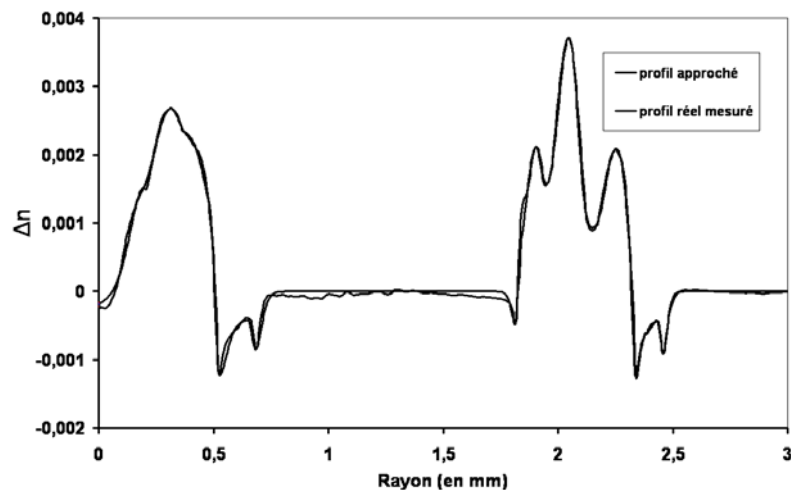


Figure III.19 : Profil indiciel de la préforme approximé par morceaux

Cette superposition du profil indiciel réel de la préforme et du profil approché analytiquement montre un très bon accord entre les deux courbes, de sorte que l'approximation analytique du

profil pourra être utilisé pour simuler avec précision le comportement modal de la fibre étirée à partir de cette préforme.

III.2.2. Résultats des simulations obtenus à partir du profil réel

Afin de vérifier la présence de couplage entre les cœurs concentriques de la fibre étirée, son comportement modal a été déterminée au moyen de la méthode des éléments finis appliquée au profil indiciel approximé par morceaux de la préforme réduit d'un facteur de fibrage $h=180$. La structure réelle étudiée numériquement comporte donc 19 couches, comme nous le montre la Figure III.20 :

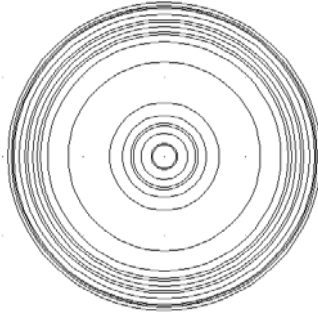


Figure III.20 : Discretisation radiale de la fibre à deux cœurs concentriques discrétisé utilisée pour les simulations

Une fois le profil de la fibre réelle modélisé dans l'environnement du logiciel basé sur la méthode des éléments finis, nous avons effectué une résolution modale de la structure réelle et tracé les allures des modes fondamentaux Ψ_1 et Ψ_2 des guides central et annulaire considérés isolément (voir figures III.21 et III.22), puis des supermodes symétrique et antisymétriques de la structure considérée dans sa globalité Ψ^+ et Ψ^- (voir figures III.23 et III.24), à la même longueur d'onde centrale de la bande d'amplification de l'ion ytterbium 1050nm.

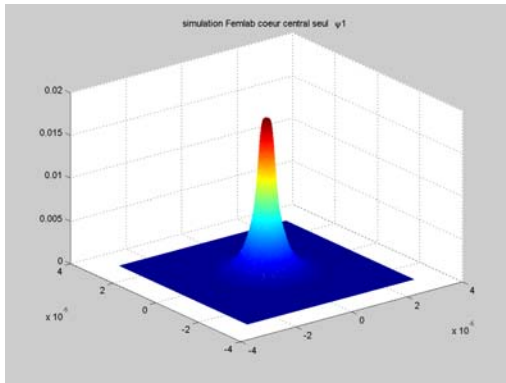


Figure III.21 : Composante E_x du champ électrique du mode fondamental Ψ_1 du cœur central isolé

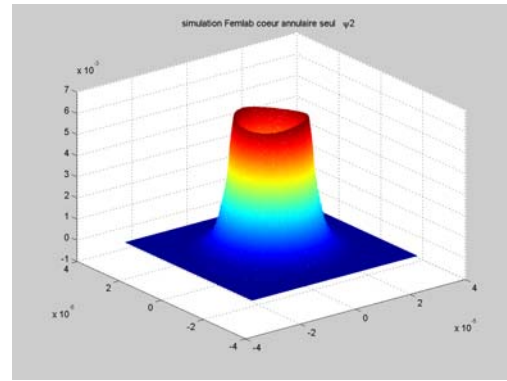


Figure III.22 : Composante E_x du champ électrique du mode fondamental Ψ_2 du cœur annulaire isolé

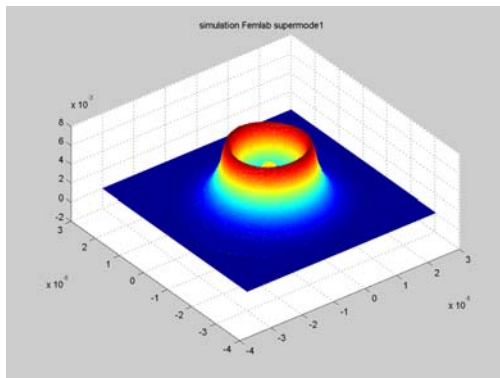


Figure III.23 : Composante E_x du champ électrique du mode symétrique Ψ^+ de la structure globale

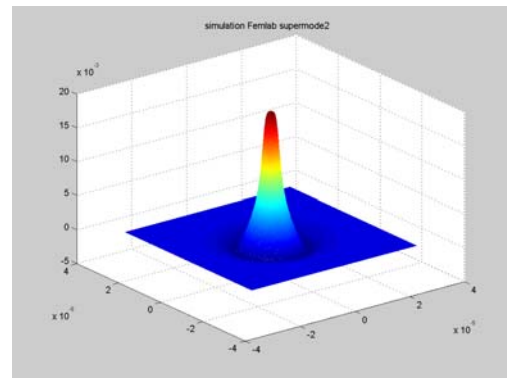


Figure III.24 : Composante E_x du champ électrique du mode antisymétrique Ψ^- de la structure globale

Nous retrouvons bien les allures attendues pour les répartitions modales transverses des modes fondamentaux des guides isolés Ψ_1 et Ψ_2 et notamment le mode fondamental gaussien Ψ_1 du cœur central considéré isolément.

Le fait que les répartitions transverses des deux supermodes Ψ^+ et Ψ^- de la structure globale soient différentes des répartitions transverses Ψ_1 et Ψ_2 constitue la signature d'un couplage entre ces guides. Afin de vérifier que ces deux supermodes constituent bien une base de décomposition orthonormée de la structure, nous avons calculé à l'aide des cartographies de

champs électriques obtenus, le recouvrement entre les distributions transverses des supermodes intégrés sur toute la surface de la fibre :

$$\iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi^+(r,\lambda) \cdot \Psi^-(r,\lambda) dS \approx 0 \quad \text{[III- 89]}$$

La valeur obtenue, très proche de 0, valide le fait que toute distribution modale transverse peut être écrite comme une combinaison linéaire des distributions transverses Ψ^- et Ψ^+ .

Afin de quantifier le coefficient de transfert F^2 , nous avons tracé à l'aide d'un algorithme de résolution de l'équation d'onde scalaire (appliqué aux profils des guides isolés puis à la structure globale), les évolutions des indices effectifs des différents modes Ψ_1 , Ψ_2 , et Ψ^- dans la bande d'amplification de l'ion ytterbium (figure III.25).

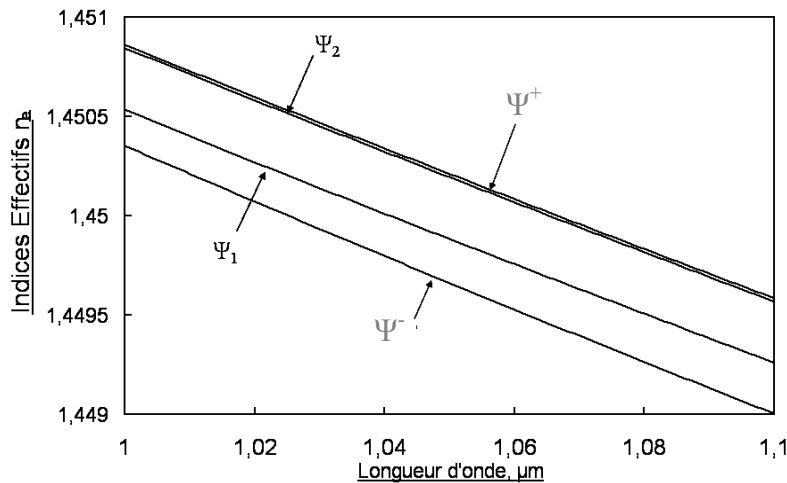


Figure III.25 : Evolution des indices effectifs des modes des guides isolés Ψ_1 et Ψ_2 et des supermodes de la structure globale Ψ^+ et Ψ^- dans la bande d'amplification de l'ion ytterbium.

On constate tout d'abord que les courbes d'évolution des indices effectifs des modes fondamentaux des cœurs isolés Ψ_1 et Ψ_2 avec la longueur d'onde ne se coupent pas dans la bande d'amplification de l'ion ytterbium. Ainsi, la condition d'accord de phase $\Delta\beta=0$ ne pouvant être respectée, le coefficient de transfert F^2 reste inférieur à l'unité dans la bande d'émission du laser. On constate également à l'examen du rangement des indices effectifs des différents modes ($ne^+ > ne_2 > ne_1 > ne^-$), que l'accord de phase entre les modes fondamentaux des guides élémentaires de la fibre se situe sur une bande spectrale plus basse. La méthode la plus immédiate pour déterminer la longueur d'onde d'accord de phase des guides couplés consiste à tracer sur une large bande spectrale les courbes d'évolution des indices effectifs Ψ_1 et Ψ_2 et de déterminer leur point de concours. Cependant, compte tenu des pentes extrêmement voisines de ces caractéristiques au voisinage de l'accord de phase, ces dernières semblent se

confondre sur une bande de plusieurs dizaines de nanomètres. Pour plus de précision, il est également possible de tracer l'évolution du désaccord spectral entre supermodes de la structure globale $\frac{\beta^+(\lambda)-\beta^-(\lambda)}{2} = \frac{C(\lambda)}{F(\lambda)}$ (voir équations [III-32, 33]), ce rapport étant minimal à la longueur d'onde d'accord de phase. C'est cette évolution que nous avons tracée sur la figure III.26.

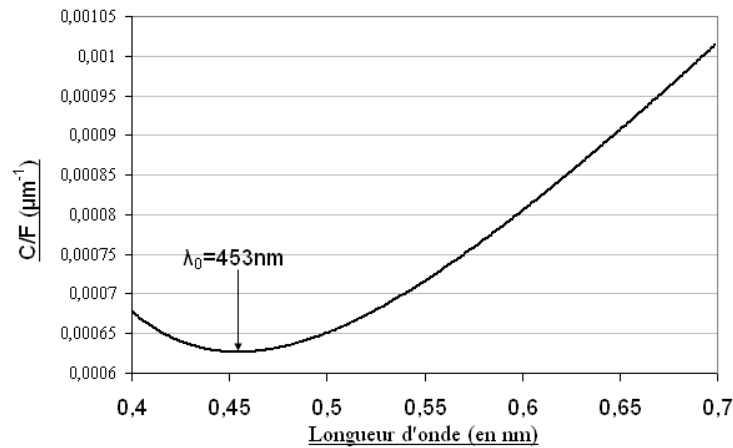


Figure III.26 : Evolution du rapport C/F dans la bande 0.4-0.7 μm .

La longueur d'onde d'accord de phase est repoussée très loin hors de la bande de gain de l'ion ytterbium, puisqu'elle se situe à $\lambda_0=453\text{nm}$. Ceci s'explique à la fois par le profil indiciel de la fibre, éloigné du prototype fixé en simulation, mais également par un rapport de fibrage trop élevé.

Les deux supermodes formant une base modale orthogonale, le mode fondamental gaussien Ψ_1 du cœur central considéré isolément peut donc être décomposé par la relation usuelle :

$$\Psi_1 = B_{1+} \Psi^+ + B_{1-} \Psi^- \quad \text{[III-90]}$$

A l'aide des valeurs des constantes de propagation (ou des indices effectifs) données figure III.25, nous avons calculé les coefficients de décomposition modales B_{1+} et B_{1-} du mode fondamental sur la base des supermodes de la structure réelle, ainsi que le coefficient de transfert F^2 et reporté leur évolution sur la figure III.27.

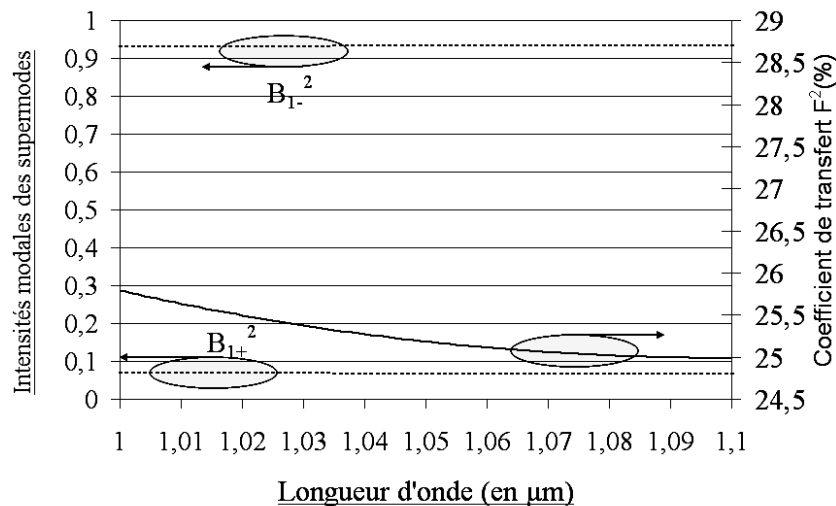


Figure III.27 : Evolution des coefficients B_{1+}^2 et B_{1-}^2 et du coefficient de transfert F^2 dans la bande d'amplification de l'ytterbium

Les deux cœurs étant couplés électromagnétiquement, la sélection par les pertes minimales du mode fondamental gaussien du seul cœur central, correspondant à la décomposition $\Psi_1 = B_{1+}\Psi^+ + B_{1-}\Psi^-$ est envisageable en configuration laser. Cependant, on constate sur ce graphique que le déséquilibre en intensité des ondes susceptibles d'interférer constructivement sur le cœur central en sortie du laser $\frac{B_{1+}^2}{B_{1-}^2}$ est égal à 9, ce qui reviendrait à

faire interférer des ondes de même amplitude sur une séparatrice 90/10. Compte tenu de l'étude proposée au paragraphe II.2.4 du chapitre 2, on s'aperçoit que même dans le cas idéal de deux sources élémentaires identiques, un tel déséquilibre entraîne une importante chute de l'efficacité de combinaison en sortie de l'interféromètre ($P_{\text{combinée}}/P_{\text{totale}} < 0,7$, voir courbe de la figure II.18, chapitre II). Compte tenu des commentaires fait au paragraphe I.2.2, cette efficacité de combinaison doit être, dans le cas du laser à fibre à deux cœurs concentriques interféromètre, théoriquement plus faible.

Théoriquement, la fibre étirée est donc loin de présenter les caractéristiques optimales pour une combinaison cohérente efficace des rayonnements issus des deux cœurs. Cependant, nous allons constater expérimentalement que ces contraintes théoriques sont en pratique plus lâches et que malgré ces caractéristiques non optimisées, la fibre étirée va nous permettre d'obtenir des résultats intéressants.

III.3. Caractérisation expérimentale de la fibre étirée

Après avoir modélisé numériquement la fibre à deux cœurs concentriques étirée à partir de la préforme réelle, nous allons valider expérimentalement le calcul du coefficient de transfert F^2 par une mesure de la transmittance fréquentielle d'un tronçon de FDCC dans la bande spectrale d'amplification de l'ion ytterbium.

Après cette vérification expérimentale de l'existence d'un couplage par onde évanescente entre les cœurs dopés de la fibre, cette dernière sera utilisée en configuration laser. Nous montrerons alors que l'association d'une lentille et d'un miroir en sortie de cavité permet d'imposer des pertes minimales à une structuration spatiale du faisceau émis, correspondant au mode fondamental gaussien du cœur central considéré isolément.

III.3.1. Caractérisation expérimentale des propriétés de filtrage spectral de la fibre étirée

Afin de valider les résultats numériques exposés dans la partie précédente, nous avons effectué une caractérisation passive du comportement de filtrage de la fibre à deux cœurs concentriques étirée. En effet, comme nous l'avons démontré théoriquement au paragraphe I.1.5 de ce chapitre, la transmittance fréquentielle d'un tronçon de fibre à deux cœurs concentriques de longueur L s'écrit :

$$T_1(\lambda, L) = \frac{P_1(L, \lambda)}{P_1(0, \lambda)} = 1 - F^2(\lambda) \sin^2 \left(\frac{C(\lambda)}{F(\lambda)} L \right) \quad \text{[III-70]}$$

Cette transmittance est modulée sinusoidalement si l'on considère une excitation sélective du seul cœur central par une source large bande de densité spectrale de puissance $P_1(0, \lambda)$ et une détection effectuée en sortie de ce même cœur, en $z=L$.

Ayant déterminé à l'aide de la méthode des éléments finis et d'une résolution de l'équation d'onde scalaire appliquée au profil de la fibre réelle, les évolutions des paramètres $F^2(\lambda)$ et $C(\lambda)$ dans la bande de gain de l'ion ytterbium, nous allons maintenant comparer la fonction de transfert théorique obtenue à partir de ces calculs à une fonction de transfert mesurée expérimentalement.

Pour la détermination expérimentale des propriétés de filtrage spectral d'un tronçon de FDCC, nous avons excité sélectivement le mode fondamental du cœur central au moyen d'une source large bande et relevé en sortie de ce même cœur un spectre modulé

fréquemment. Le pas de modulation $\tau(\lambda, L)$ et la profondeur de modulation $F^2(\lambda)$ peuvent alors être estimés. Le dispositif expérimental est présenté sur la figure III.28.

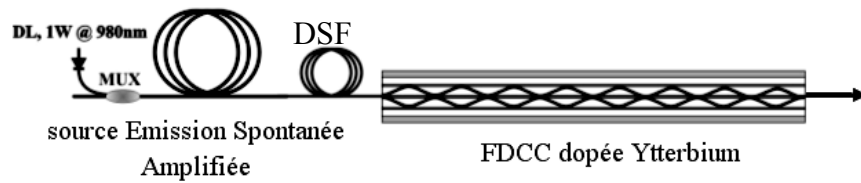


Figure III.28 : Dispositif expérimental de mesure de la fonction de transfert fréquentielle dans la bande d'amplification de l'ion ytterbium d'un tronçon de fibre à deux cœurs concentriques (injection et détection centrée).

La source excitatrice large bande est constituée par une source d'émission spontanée amplifiée bâtie autour d'un tronçon de 7m de fibre à double gaine dopée à l'ytterbium. Cette fibre, fabriquée par la société Coractive, est initialement destinée à être pompée par la gaine (géométrie de gaine interne « en fleur » assurant le brouillage modal nécessaire à une absorption efficace de la puissance de pompage dans cette configuration). Cependant, cette fibre a été, pour cette expérience, pompée par le cœur via un multiplexeur en longueur d'onde 980nm/1050nm, dont une des voies d'entrée est épissurée en sortie d'une diode laser délivrant 1W de puissance de pompage à la longueur d'onde de 980nm. Afin de prévenir une oscillation laser parasite entre les faces clivées de la fibre amplificatrice et de la sortie signal du multiplexeur, cette dernière est clivée avec un angle de 15° permettant d'éviter les réflexions de Fresnel.

La mesure expérimentale de la fonction de transfert fréquentielle d'un tronçon de FDCC nécessite une excitation sélective propre du seul mode fondamental gaussien du cœur central à la côte $z=0$.

Les paramètres opto-géométriques de la fibre dopée utilisée comme source d'émission spontanée amplifiée ($\Phi=9\mu\text{m}$, $ON=0,11$) permettent de déduire à l'aide de la formule [I-28] un rayon de champ de mode w_0 en sortie de fibre amplificatrice de $4,25\mu\text{m}$ (mesuré à mi hauteur en champ). Le même calcul effectué pour le mode fondamental gaussien du cœur central de la FDCC donne un rayon de champ de mode $w_{0 \text{ FDCC}}$ de $4,5\mu\text{m}$. Compte tenu de la proximité de ces valeurs, l'excitation sélective du seul mode fondamental Ψ_1 du cœur central peut être obtenu par simple accollement des faces clivées des deux fibres, comme nous l'avons symbolisé sur la Figure III.28. L'alignement du cœur dopé de la source d'émission spontanée amplifiée et du cœur central de la FDCC est effectué à l'aide de platines de translation trois

axes de précision micrométrique et d'une visualisation du champ proche en sortie du tronçon de FDCC à l'aide d'un dispositif d'imagerie et d'une caméra infrarouge. Le tronçon de FDCC utilisé mesure 63cm. Enfin, afin de limiter les couplages entre mode fondamental du cœur central et les modes d'ordre supérieur de l'anneau, le tronçon de FDCC est maintenu droit pendant toute la durée de la mesure. Ces couplages sont inexistant dans le cas d'une fibre droite en raison d'une intégrale de recouvrement (et donc d'un coefficient de couplage) nulle entre ces modes et le mode fondamental Ψ_1 du cœur central.

La figure d'éclairement relevée est donnée figure III.29.

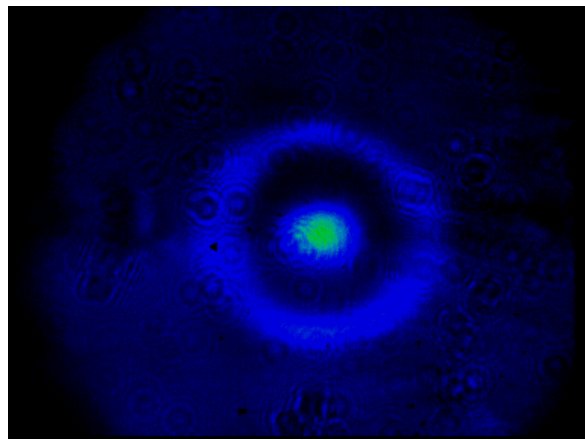


Figure III.29 : Figure d'éclairement (champ proche) en sortie de la FDCC pour une excitation sélective du mode fondamental du cœur central en $z=0$

Cette figure d'éclairement corrobore le couplage par onde évanescente entre modes fondamentaux des guides concentriques prévu théoriquement. En effet, malgré une excitation sélective du seul cœur central de la fibre en $z=0$, la répartition modale transverse mesurée à la côte $z=L$ en sortie du tronçon de FDCC montre une répartition sur les deux cœurs de la puissance optique. Afin de relever la signature spectral de ce couplage par onde évanescente, nous avons accolé en sortie du tronçon de FDCC une fibre à saut d'indice à petit cœur ($a=2,5\mu\text{m}$, $\Delta n=2,5.10^{-3}$) adaptée modalement au mode fondamental du cœur central, afin de prélever sélectivement la lumière issue du seul cœur central. Comme en entrée, l'alignement des cœurs est assurée à l'aide de platines de translation de précision et le rayonnement prélevé par la fibre unimodale est analysé au moyen d'un analyseur de spectre optique. Le spectre expérimental relevé est présenté sur la figure III.30, accompagné de la fonction de transfert

théorique $T(\lambda, L=63\text{cm}) = \frac{P_1(L, \lambda)}{P_1(0, \lambda)} = 1 - F^2(\lambda) \sin^2 \left(\frac{C(\lambda)}{F(\lambda)} L \right)$ tracée à l'aide des paramètres $F(\lambda)$ et $C(\lambda)$ calculés dans toute la bande d'amplification de l'ion ytterbium.

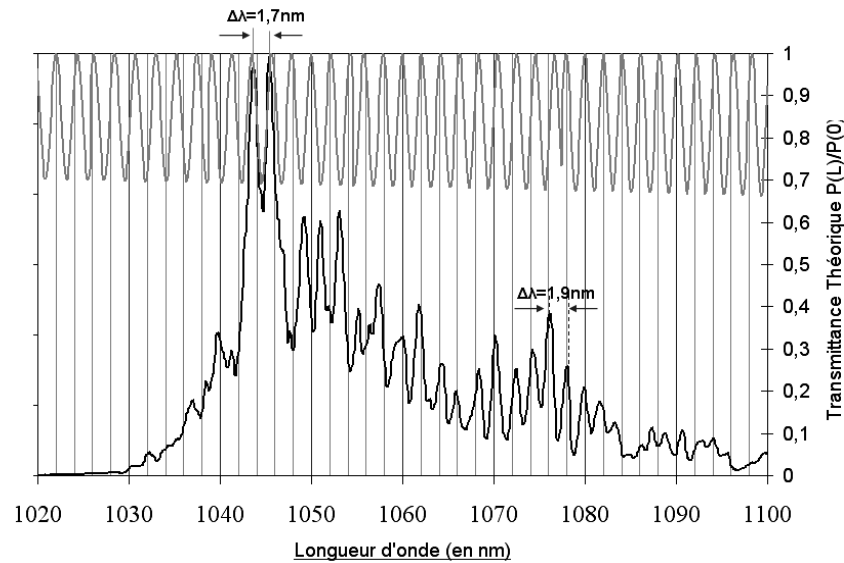


Figure III.30 : Comparaison de la transmittance fréquentielle $T(\lambda, L)$ mesurée expérimentalement (courbe noire) et évaluée numériquement (courbe grise) pour un tronçon de 63cm de FDCC.

Le spectre affiché sur l'analyseur est très instable, compte tenu de l'impossibilité expérimentale d'isoler totalement la fibre sous test des perturbations extérieures (contraintes thermiques, secousses etc.). Ces perturbations se traduisent par une légère modification du coefficient de couplage $C(\lambda)$ entre les cœurs dopés au cours d'acquisition de l'analyseur, expliquant l'irrégularité du spectre relevé. Cependant, ainsi que nous l'avons envisagé théoriquement, le spectre du rayonnement prélevé en sortie du cœur central est modulé fréquemment, avec une profondeur de modulation $F^2(\lambda)$ inférieur à l'unité, synonyme d'un désaccord spectral $\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$ non nul sur toute la bande de gain de l'ion ytterbium.

Le contraste des modulations obtenues expérimentalement est en bon accord avec le coefficient de transfert $F^2(\lambda)$ évalué numériquement.

Enfin, la pseudo périodicité spectrale du rayonnement relevée en sortie du filtre à cœurs concentriques, variant de 1,7nm à 1,9nm dans la bande 1030nm/1100 nm, est très proche de l'évolution évaluée à partir d'une modélisation théorique du comportement modal de la fibre, comme nous le constatons en comparant les courbes grise et noire de la figure III.30.

Ces résultats corroborent donc les études numériques effectuées à partir du profil réel de la fibre étirée et confirme l'existence d'un couplage par ondes évanescentes entre cœurs dopés de la fibre à deux cœurs concentriques.

Compte tenu de ces premiers résultats, la sélection par auto-organisation du laser à milieu amplificateur composite du mode fondamental du cœur central de cette fibre peut être envisagé. Ainsi, après avoir ici présenté la caractérisation passive de la fibre à deux cœurs concentriques, nous allons présenter au paragraphe suivant les résultats obtenus en configuration laser.

III.3.2. Combinaison cohérente dans un laser à fibre à deux cœurs concentriques dopés ytterbium

Après avoir montré les propriétés de filtrage spectral de la fibre à deux cœurs concentriques fabriquée et validé les résultats numériques obtenus à partir du profil opto-géométrique réel, la fibre à deux cœurs concentriques a été testée en configuration laser, afin de montrer la possibilité d'obtenir l'émission du seul mode fondamental gaussien en sortie de fibre.

Tout d'abord, nous avons mesuré l'ouverture numérique de la gaine d'air de la fibre à deux cœurs concentriques afin d'estimer quelle proportion de la puissance de pompage pourrait être effectivement injectée dans la gaine interne de la fibre. L'ouverture numérique mesurée, égale à 0,23, est très faible pour une fibre micro-structurée à gaine d'air. Ceci s'explique par des pontons de silice entre les trous d'air trop épais et par un gonflement insuffisant des trous d'air au moment du fibrage.

Le rayon R_{GI} de la gaine interne, mesurée au microscope optique, est égal à $65\mu\text{m}$, l'étendue géométrique du faisceau guidé dans la gaine interne est donc :

$$G_{GI} = \pi A_{GI} ON_{GI}^2 \approx 2200 \mu\text{m}^2 \cdot \text{sr}^{-1} \quad \text{[III- 91]}$$

où A_{GI} est l'aire de la gaine interne et ON_{GI} son ouverture numérique. Pour ces expériences, la diode laser de pompage fibrée utilisée délivre jusqu'à 25W de puissance. Le faisceau de pompage présente un diamètre de gaine interne $\Phi_p = 100\mu\text{m}$, pour une ouverture numérique de 0,22. Ces valeurs nous permettent de calculer l'étendue géométrique du faisceau de pompage G_p , donné par :

$$G_p = \pi A_p ON_p^2 \approx 4800 \mu\text{m}^2 \cdot \text{sr}^{-1} \quad \text{[III-92]}$$

Compte tenu de ces valeurs, le rendement de couplage η_c optimal entre la fibre délivrant le faisceau de pompage et la fibre à deux cœurs concentriques dopée aux ions ytterbium est estimé à $\frac{G_{GI}}{G_p} = 46\%$. Pour optimiser les optiques d'injection de la puissance de pompage dans

la gaine d'air interne de la fibre, plusieurs couples de lentille de collimation et de focalisation ont été testés, la meilleure injection ayant été obtenue pour une paire de lentilles de focales respectives 11 et 6,24mm.

Sur la figure III.31, nous avons reporté sur un même graphe l'évolution de la puissance P_{IN} de pompage en sortie du pigtail de la diode laser et la puissance P_{OUT} effectivement couplée dans un tronçon de 8cm de fibre à deux cœurs concentriques, mesurées en fonction de l'intensité du courant parcourant la diode laser :

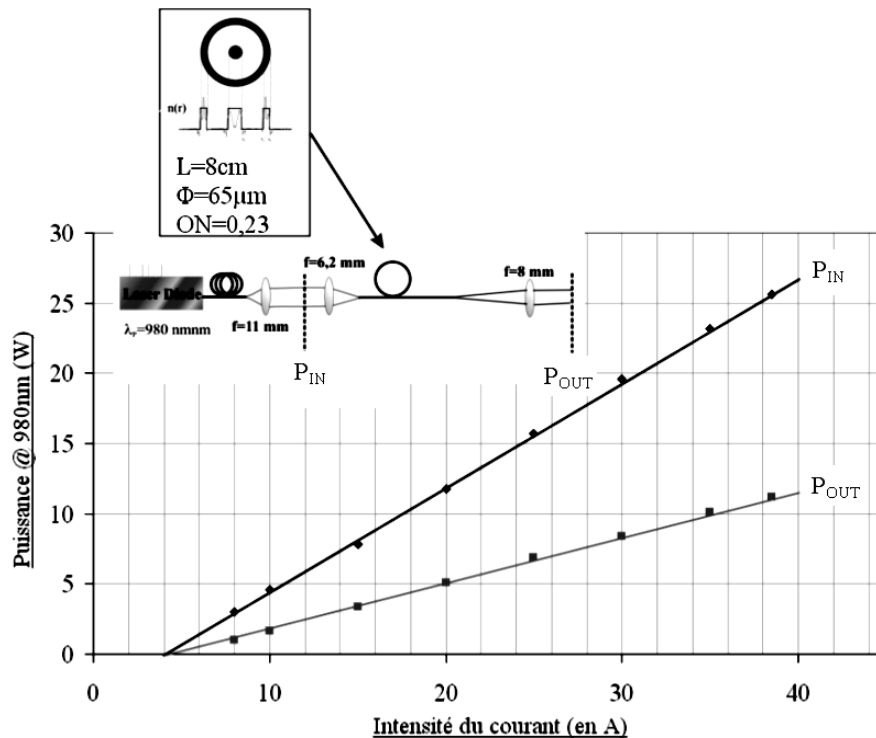


Figure III.31 : Puissance de sortie P_{IN} de la diode laser fibrée de pompage (courbe noire) et puissance P_{OUT} couplée dans la gaine d'air de la FDCC (courbe grise) en fonction de l'intensité du courant dans la diode de pompage. Insert : montage expérimental.

La puissance de sortie maximale mesurée en sortie de la diode laser de pompage est de 25,3W. Pour une même intensité du courant parcourant la diode laser (35,8A), la puissance de pompage effectivement couplée dans le court tronçon de fibre composite dopée est quant à elle mesurée à 11,3W, soit un rendement d'injection expérimental de 44%, proche du maximum théorique calculé plus haut.

Compte tenu de cette puissance de pompage maximale disponible, nous avons évalué analytiquement à l'aide du modèle proposé au chapitre 1 la longueur de fibre nécessaire à l'absorption des 11,3W de puissance de pompage, en assimilant la fibre à deux cœurs

concentriques à une fibre à cœur unique de section transverse dopée identique. On rappelle ici les estimations des rayons dans la fibre étirée, $r_1=2,8\mu\text{m}$, $r_2=9,8\mu\text{m}$, $r_3=12,5\mu\text{m}$, soit une section transverse dopée totale de $214\mu\text{m}^2$. On simule donc (Figure III.32) l'absorption de 11,3W de puissance de pompage dans une fibre monocœur de même surface (c'est-à-dire présentant un rayon équivalent $R_{\text{eq}}=8,3\mu\text{m}$), avec une concentration en espèces dopantes de 10000ppm à l'instar de la fibre considérée dans ces expériences.

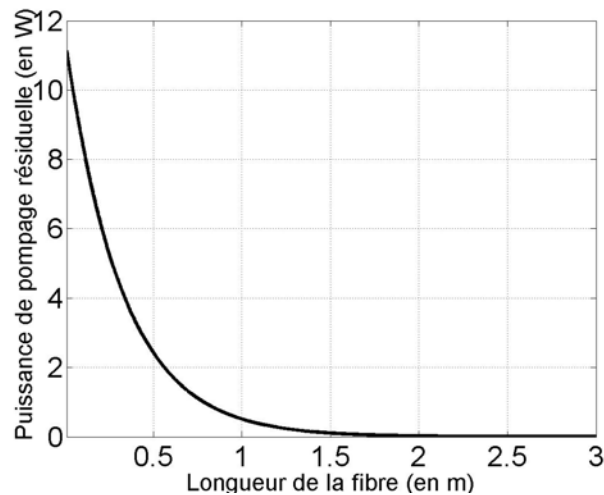


Figure III.32 : Evolution de la puissance de pompage résiduelle en sortie d'un laser à fibre monocœur de rayon $8,3\mu\text{m}$ dopée à 10000ppm d'ions ytterbium

Considérant la large section transverse dopée et la forte concentration en ions ytterbium, on constate logiquement que plus de 96% de la puissance de pompage disponible peut être absorbée après seulement 1,25m de fibre.

Par conséquent, un tronçon de 125cm de FDCC a été prélevé, clivé à angle droit à une de ses extrémités, la seconde face étant clivée avec un angle de 15° . La micro-structuration de la gaine d'air de la FDCC rend particulièrement difficile la préparation des faces, les plans de clivage se propageant très mal le long des pontons de silice

Le tronçon de fibre a ensuite été placé dans une cavité en ligne classique, pompé à une extrémité à travers un miroir dichroïque M_1 (accolé à la face clivée à angle droit) présentant un coefficient de réflexion R_{max} dans la bande d'amplification de l'ion ytterbium et transparent à la longueur d'onde de pompage de 980nm. Le coupleur de sortie est un miroir M_2 de réflectivité R_2 d'environ 10% dans la bande 1000-1100nm. Le synoptique du laser est présenté sur la figure III.33.

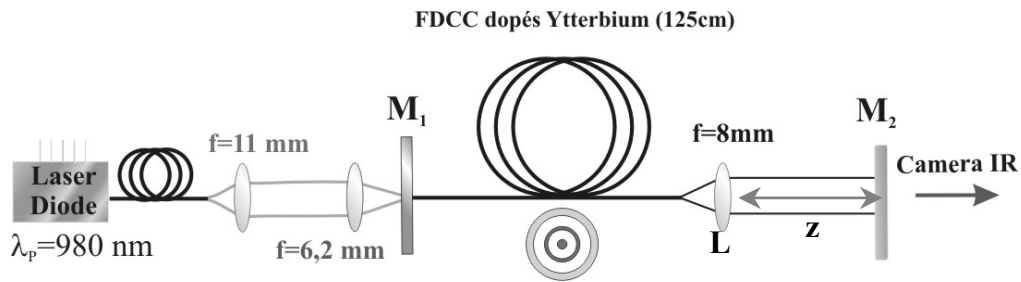


Figure III.33 : Cavité laser à fibre à deux cœurs concentriques dopés ytterbium

La méthode de sélection modale proposée dans ce chapitre repose sur une rétroaction différentielle exercée en sortie de fibre composite. L'objectif est d'assurer l'émission du seul mode fondamental, cette combinaison linéaire des supermodes subissant des pertes minimales après un aller retour dans la cavité.

Idéalement, cette rétroaction aurait du être assurée par un réflecteur de Bragg photo-inscrit en extrémité de fibre dans le seul cœur central. Malgré les difficultés techniques rencontrées pour une telle fabrication (dues notamment au couplage entre les cœurs), une équipe de l'université de Lille est parvenue à réaliser une telle photo-inscription. Cependant, les résultats obtenus en configuration laser n'ont pas été probants, l'oscillation laser conduisant à une émission en sortie des deux cœurs de la fibre. Nous expliquons ceci par une longueur de battement sub-millimétrique, par conséquent un ordre de grandeur inférieure à la longueur du réseau de Bragg photo-inscrit. Ce dernier ne peut par conséquent pas remplir le rôle discriminatoire escompté.

Par conséquent, pour assurer cette rétroaction différentielle, nous avons utilisé l'association d'une lentille de focale 8mm et d'un coupleur de sortie de réflectivité 10%, comme nous l'avons indiqué sur la figure III.33. Les champs des supermodes existant sur la face de sortie de la fibre à deux cœurs concentriques (en $z=L$) se propagent jusqu'au miroir M_2 puis retournent vers l'extrémité de la fibre.

On définit le coefficient de réflexion en amplitude $\eta(\Psi_i)$ pour chacun des modes élémentaires Ψ_i ($i=1,2$) comme l'intégrale de recouvrement entre la distribution transverse de champ Ψ_i (correspondant à une certaine combinaison linéaire des 2 supermodes) sur la face de sortie de la fibre (en $z=L$) et la distribution transverse Ψ_i^* du champ réfléchi par le miroir et revenue sur la face de sortie de la fibre :

$$\eta(\Psi_i) = \iint_{S_{\text{fibre}}} \Psi_i \Psi_i^* dS \quad \text{[III-92]}$$

Pour tracer les deux courbes reportées Figure III.34, nous avons utilisé les répartitions modales transverses calculées par la méthode des éléments finis (voir figures III.21 et III.22) à partir du profil d'indice de la fibre réelle dans deux situations extrêmes, c'est-à-dire lorsque la combinaison linéaire des deux supermodes Ψ^+ et Ψ^- correspond au mode fondamental gaussien du cœur central (Ψ_1) ou au mode fondamental de l'anneau (Ψ_2). Pour ces deux situations, nous avons calculé la distribution modale transverse Ψ_i^* du champ ayant subi un aller-retour jusqu'au miroir M_2 et tracé l'évolution de $\eta(\Psi_i)$ en faisant varier la distance z entre la lentille et le miroir de sortie. La courbe obtenue est donnée figure III.34.

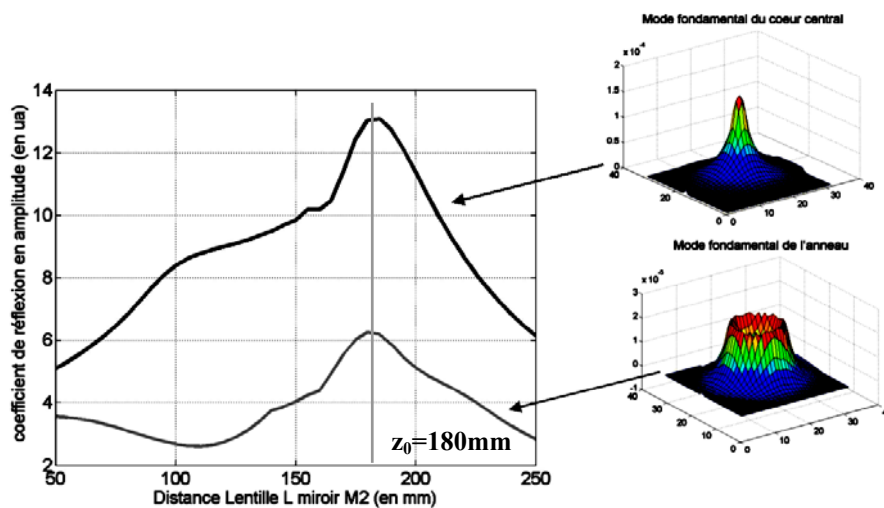


Figure III.34 : Evolution du coefficient de réflexion en amplitude pour le mode fondamental du cœur central (en noir) et pour le cœur annulaire (en gris), en fonction de la distance z entre la lentille L et le coupleur de sortie M_2

Comme nous le voyons sur ces courbes, quelque soit la distance z séparant la lentille et le miroir de sortie, c'est la combinaison linéaire des supermodes symétrique et antisymétrique correspondant au mode fondamental gaussien Ψ_1 du cœur central qui possède un coefficient de réflexion en amplitude le plus important après un double passage dans la lentille L et une réflexion sur le miroir M_2 . Il subit par conséquent des pertes minimales. En effet, le mode fondamental gaussien du cœur central étant à divergence minimale, il est logique de constater que c'est cette distribution modale transverse qui est la moins modifiée spatialement par les effets de la diffraction et qui va par conséquent dominer la compétition intermodale dans la cavité composite. Toutes les distributions modales intermédiaires, issues d'une combinaison linéaire des supermodes quelconque et présentant par conséquent une distribution transverse

de champ à la fois dans le cœur central et dans l'anneau, subissent des pertes supérieures. Les pertes maximales correspondent au cas extrême d'une combinaison des supermodes égale à Ψ_2 , mode fondamental de l'anneau, dont on a tracé le coefficient de réflexion en amplitude en gris sur la figure III.34.

Afin de se placer dans une configuration de pertes intra-cavité minimales, nous avons donc positionné le coupleur de sortie à la distance $z_0=18\text{cm}$ de la lentille de focale $f=8\text{mm}$ et enregistré à l'aide d'une caméra CCD IR la figure d'éclairement en champ proche de la face de sortie de la fibre à deux cœurs concentriques. Lorsque le coupleur de sortie M_2 n'est pas normal à l'axe de la cavité et qu'aucune rétroaction différentielle n'est exercée dans la cavité, l'éclairement en champ proche observé est donné sur la figure III.35. Lorsque le positionnement du miroir M_2 assure des pertes minimales à la combinaison linéaire des supermodes correspondant au mode fondamental gaussien du cœur central, l'éclairement en champ proche observé est profondément modifié et donné sur la figure III.36.

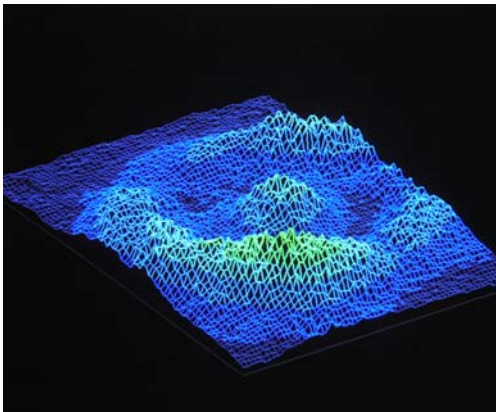


Figure III.35: Eclairement en champ proche en sortie de la FDCC lorsqu'aucune rétroaction différentielle n'est exercée.

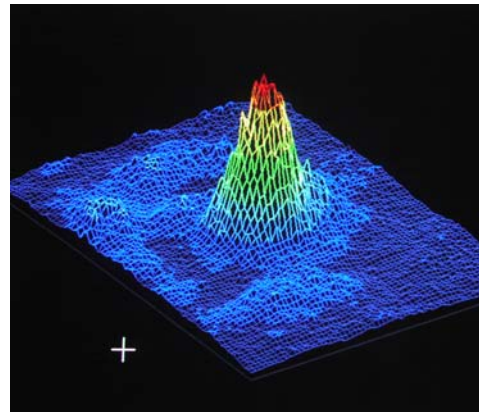


Figure III.36: Eclairement en champ proche en sortie de la FDCC avec rétroaction différentielle

Les éclaircements montrés sur les figures III.35 et III.36 sont tous deux enregistrés pour une puissance de pompage couplée dans la gaine interne de la fibre de 4,3W.

Le comportement énergétique du laser à fibre à deux cœurs concentriques est très comparable à celui du laser interféromètre de Michelson étudié au chapitre précédent.

Lorsqu'aucune rétroaction n'est exercée en sortie de la cavité, c'est-à-dire lorsque l'orientation du miroir M_2 en sortie de cavité n'assure pas la réinjection d'une fraction du faisceau dans la cavité composite, la figure d'éclairement en champ proche observée

(figure III.35) montre une distribution spatiale du faisceau laser dans les deux cœurs. Compte tenu de l'aire beaucoup plus importante du cœur annulaire (le rapport des surfaces du cœur annulaire et du cœur central est approximativement égal à 8), la puissance optique émergeant de l'anneau sur la face de sortie de la fibre est beaucoup plus importante que celle émergeant du cœur. L'oscillation laser se produit dans cette configuration grâce aux réflexions de Fresnel sur la face clivée de la fibre à deux cœurs concentriques. L'ajustement de l'orientation du miroir M_2 permet de réinjecter une fraction du faisceau émergeant dans la cavité à travers la lentille de focalisation de 8mm et d'imposer des pertes différentielles entre les différentes combinaisons modales transverses susceptibles d'osciller dans la cavité. Une fois la réinjection effectuée, on constate comme nous l'avons souhaité, un transfert de la puissance initialement portée par le cœur annulaire vers le cœur central. La figure d'éclairement en champ proche enregistrée (figure III.36) est alors proche de celle observée en sortie d'une fibre unimodale à cœur unique. Afin de quantifier l'efficacité de combinaison des rayonnements issus des deux cœurs, nous avons procédé selon le même protocole expérimental que celui employé pour la fibre à deux cœurs parallèles.

Dans un premier temps, nous avons mesuré la puissance globale émergeant des deux cœurs dans la configuration de la figure III.35, c'est-à-dire lorsque aucune rétroaction différentielle n'est assurée en bout de cavité. Cette puissance est relevée pour différentes puissances de pompage. Dans un second temps, la réinjection à l'aide du miroir M_2 est optimisée de manière à minimiser la fraction de puissance émergeant du cœur annulaire. Le faisceau issu du cœur central est alors filtré spatialement à l'aide d'une lentille d'imagerie et d'un iris placé dans un plan où on forme l'image de la face de sortie de la fibre. Cet iris obture alors la fraction du rayonnement issu de l'anneau. La fraction de puissance émergeant du cœur central est alors mesurée pour différents niveaux de pompage. Connaissant la puissance de pompage effectivement couplée dans la gaine interne de la FDCC en fonction de l'intensité du courant dans la diode de pompage (voir figure III.31), nous avons pu tracer les courbes de rendements de conversion opto-optique du laser (figure III.37).

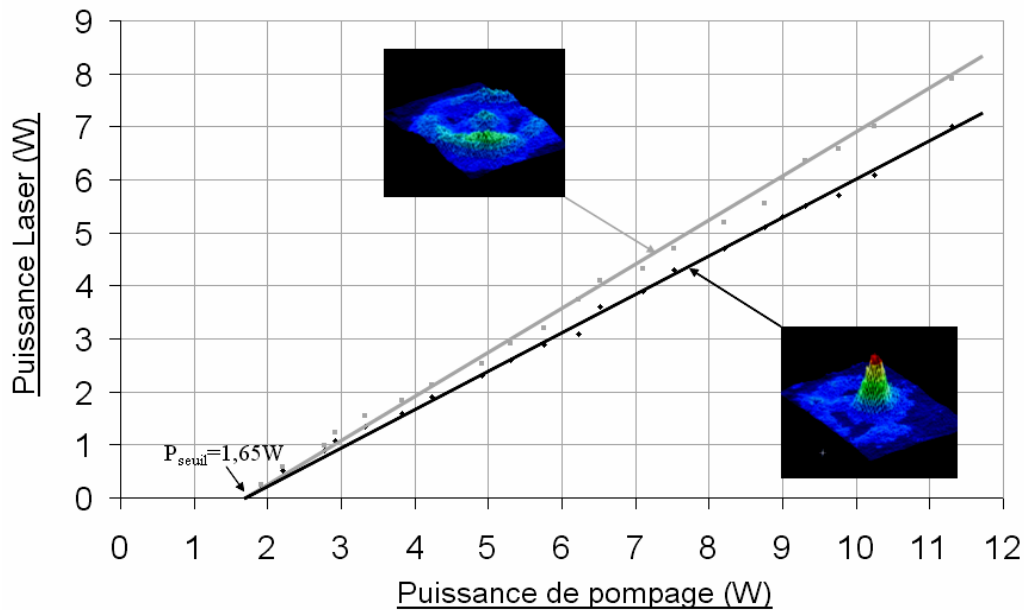


Figure III.37 : Evolutions de la puissance laser en sortie de la cavité interféromètre lorsque l'on exerce aucune rétroaction différentielle (courbe grise) et lorsque l'on exerce une rétroaction différentielle (courbe noire)

Comme nous le voyons sur ces caractéristiques, le changement du seuil d'oscillation laser entre les deux situations (avec et sans rétroaction différentielle) n'est pas assez significatif pour être mesuré. Dans les deux cas, celui-ci se situe à environ 1,6W de puissance de pompe. Lorsque l'on mesure la puissance issue des deux cœurs et que l'orientation du miroir M_2 n'est pas optimisée, la pente de la courbe de rendement du laser est d'environ 80%, proche de l'efficacité quantique théorique de l'ion ytterbium. La puissance maximale mesurée en sortie du laser pour 11,3W de puissance de pompe est de 7,9W. Lorsque l'orientation et la position du miroir M_2 sont ajustées de manière à maximiser la puissance issue du cœur central, la pente de la courbe donnant la puissance émergeant du cœur central en fonction de la puissance de pompe est égale à 71,5%, pour une puissance mesurée en sortie du cœur central maximale de 7W. Ces valeurs nous permettent d'évaluer l'efficacité de combinaison η expérimentale du laser interféromètre par le ratio de la puissance issue du cœur central lorsque le positionnement de M_2 est optimisé, sur la puissance issue des deux cœurs lorsque aucune rétroaction n'est exercée, soit $\eta=88\%$. Lors de ces expériences, il n'a pas été nécessaire d'ajuster les états de polarisation des ondes interférant pour maximiser l'efficacité de combinaison. De plus, le faisceau émis ne présente pas de polarisation particulière. On peut donc supposer comme dans le chapitre précédent que les modes qui se superposent ont deux états de polarisation indépendants.

Cette efficacité de combinaison expérimentale est très bonne et compte tenu des investigations numériques présentées au paragraphe IV.2.1, a priori difficilement justifiable par les phénomènes physiques que l'on souhaite mettre en jeu (couplage des modes fondamentaux des cœurs central et annulaire). Pour expliquer ces bons résultats, faisons tout d'abord remarquer que pour des raisons d'encombrement, le tronçon de fibre à deux cœurs concentriques utilisé en laser n'a pas été maintenu tendu. La FDCC a été pendant tout le temps de l'expérience bobinée avec un rayon de courbure de 14cm.

Le rayon de courbure n'étant pas infini, les couplages entre modes fondamentaux du cœur et de l'anneau ne sont pas seuls à intervenir dans la cavité. En effet, il a été montré théoriquement et expérimentalement [90] que dans une FDCC courbée, les modes d'ordre supérieur de l'anneau sont susceptibles de se coupler avec le mode fondamental du cœur central. En effet, pour une fibre tendue, l'intégrale de recouvrement entre le mode fondamental du cœur central et les modes d'ordre élevé de l'anneau est nulle. Dans le cas contraire, le champ électromagnétique est déformé par la courbure et l'intégrale de recouvrement devient non nulle. Un mécanisme de transfert de puissance par couplage du mode fondamental du cœur central et des modes d'ordre supérieur de l'anneau peut alors se produire.

Pour expliquer les observations expérimentales, nous avons donc proposé l'hypothèse d'un accord de phase entre mode fondamental du cœur central et mode d'ordre azimutal supérieur ou égal à 1 de l'anneau. Pour vérifier la validité de cette hypothèse, nous avons effectué une troisième et dernière campagne de simulations numériques, en recherchant cette fois les évolutions des indices effectifs des modes d'ordre azimutal respectivement 1 (que nous appellerons ici Ψ'_2) et 2 (que nous appellerons ici Ψ''_2). Les résultats de ces simulations sont donnés figure III.38.

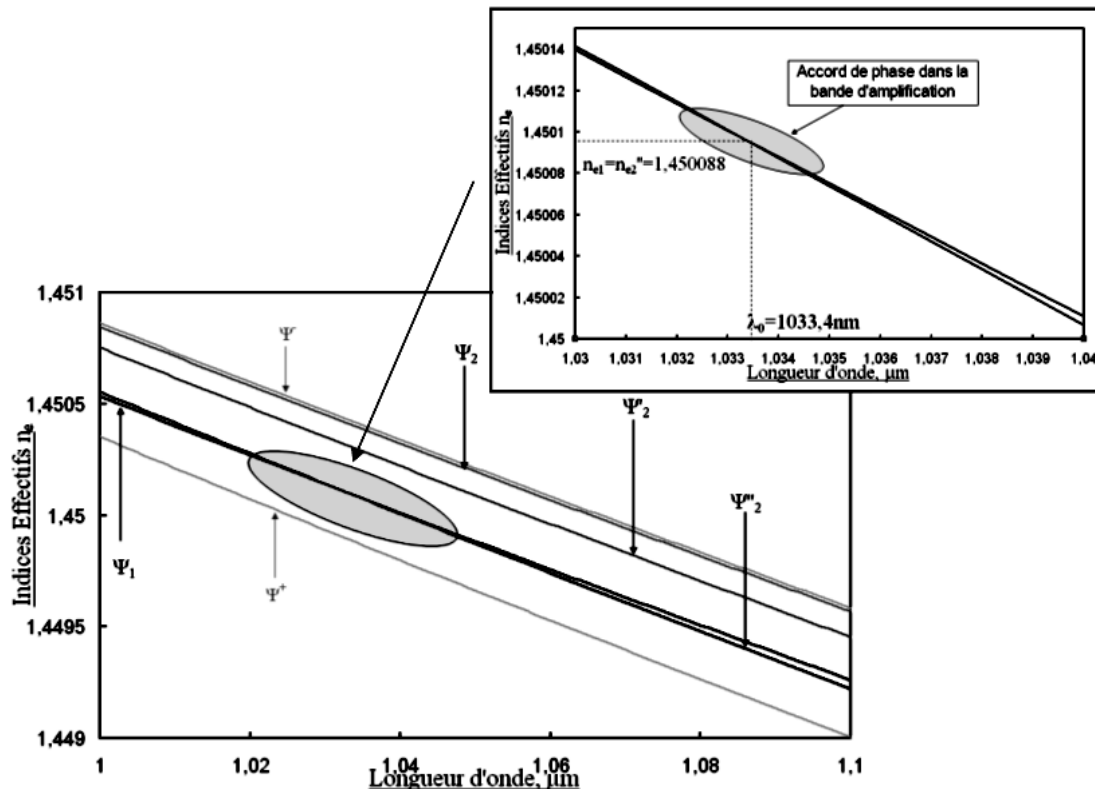


Figure III.38: Evolution dans la bande d'amplification de l'ytterbium des indices effectifs des supermodes Ψ^+ et Ψ^- , des modes fondamentaux Ψ_1 et Ψ_2 des cœurs isolés et des modes d'ordre azimutal supérieur Ψ'_2 et Ψ''_2 de l'anneau

La structure simulée est identique à celle étudiée au paragraphe IV.2.2. On retrouve par conséquent les évolutions des indices effectifs données figure III.25 pour les deux supermodes Ψ^+ et Ψ^- , ainsi que pour les modes fondamentaux Ψ_1 et Ψ_2 . Nous avons rajouté les courbes d'évolution des indices effectifs du mode Ψ'_2 (possédant 2 minima azimutaux sur sa circonférence) et du mode Ψ''_2 (possédant 4 minima azimutaux sur sa circonférence).

Or, nous voyons sur ce graphique que les courbes d'évolution des indices effectifs de Ψ_1 et Ψ''_2 se coupent dans la bande de gain de l'ion ytterbium. Il existe donc un accord de phase ($\Delta\beta=0$) entre mode fondamental du cœur central et mode d'ordre supérieur de l'anneau.

D'après la discussion théorique de la partie 1, cette condition entraîne $F^2=1$, soit une efficacité de combinaison théorique $\eta=1$.

Nous avons alors cherché des arguments expérimentaux permettant de justifier que cette combinaison cohérente des rayonnements en sortie du laser interféromètre à fibre à deux cœurs concentriques et la sommation en puissance qui en résulte puissent effectivement être attribués à un accord de phase entre le mode fondamental du cœur central et un mode d'ordre supérieur de l'anneau. Nous avons donc relevé le spectre des fréquences temporelles en sortie

du laser interféromètre dans l'une ou l'autre des situations, c'est-à-dire lorsque aucune rétroaction différentielle n'est opérée en sortie du laser et que le rayonnement est réparti sur les deux cœurs (spectre de la figure III.39.a) ou lorsque l'orientation et la position du miroir M_2 sont optimisés pour maximiser la puissance portée par le mode fondamental gaussien du cœur central (spectre de la figure III.39.b).

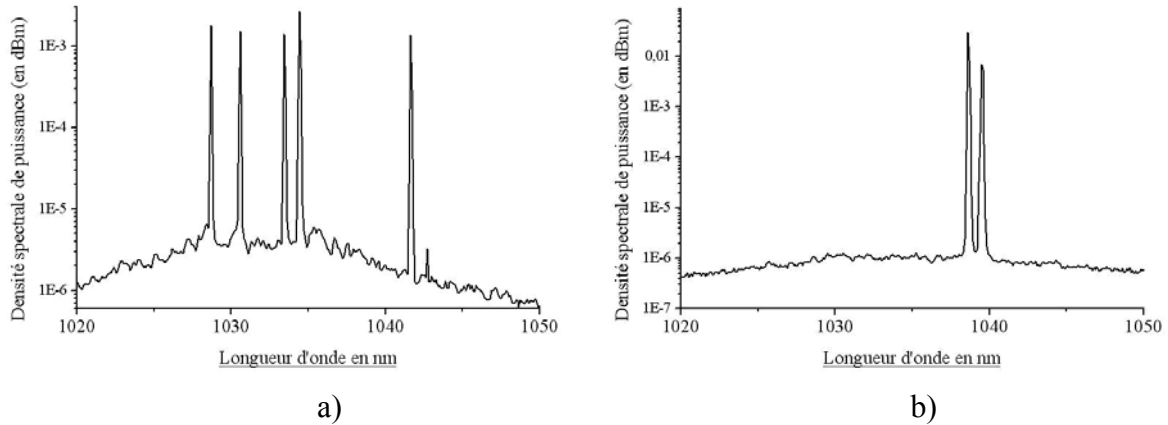


Figure III.39 : Spectres des fréquences temporelles du rayonnement du laser interféromètre à FDCC sans rétroaction différentielle (a) et avec rétroaction différentielle (b)

Lorsque l'on n'opère pas de combinaison cohérente des rayonnements issus des deux cœurs, le spectre du rayonnement est constitué de plusieurs pics d'oscillation laser dont la position fluctue aléatoirement au cours du temps dans la bande 1025nm-1045nm. Un spectre typique est donné sur la figure III.39.a. Lorsque l'on exerce une rétroaction différentielle, l'émission se produit sur les fréquences de résonance correspondant à une combinaison cohérente des rayonnements issus des deux cœurs sur le mode fondamental gaussien du cœur central (voir figure III.36). Cette contrainte sur les fréquences subissant des pertes minimales conduit à affiner brutalement le spectre d'émission du laser, comme nous le voyons sur la figure III.39.b. Contrairement au cas du régime d'oscillation de la figure III.39.a, le spectre du rayonnement issu du laser ne subit pas de fluctuation lorsque l'on opère la combinaison, oscillant de manière stable autour de la longueur d'onde de 1038nm. Cette stabilité spectrale constitue une signature supplémentaire de l'effet du couplage, la combinaison cohérente des rayonnements issus des cœurs concentriques de la fibre s'accompagnant de contraintes dans le spectre d'émission du laser. Enfin, remarquons que la longueur d'onde de 1038nm autour de laquelle oscille spontanément le laser lorsque la combinaison opère, est remarquablement proche de la longueur d'onde d'accord de phase (1033nm) entre le mode fondamental

gaussien du cœur central et le mode d'ordre 2 de l'anneau déterminée numériquement et visualisée sur la figure III.38.

Ces éléments semblent donc corroborer nos hypothèses théoriques, qui semblent par conséquent à même d'expliquer de manière viable nos observations expérimentales.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons proposé une alternative à la méthode de combinaison cohérente étudiée au chapitre 2, alternative étudiée théoriquement et démontrée expérimentalement. Nous avons en effet, combiné les supermodes d'une fibre à deux cœurs concentriques (FDCC) dopés, dans une architecture voisine de celle présentée au chapitre précédent. Une rétroaction différentielle appliquée à une extrémité de la cavité permet la sélection d'une combinaison linéaire des supermodes de la structure globale correspondant, à cette extrémité de la cavité, au mode fondamental du cœur central.

Nous avons commencé cette étude en présentant une théorie modale permettant l'étude des FDCC. La théorie des guides faiblement perturbés nous a permis d'introduire la notion de supermode de la structure globale. Ils forment une base de décomposition modale pour toute distribution modale excitatrice à l'entrée de la fibre dont la distribution transverse peut être exprimée en fonction de celles des modes fondamentaux des cœurs central et annulaire considérés isolément. De cette étude, nous tirons la conclusion que les propriétés originales des FDCC (filtrage spectral, transfert périodique de la puissance d'un cœur à l'autre) peuvent être décrites comme la conséquence d'interférences entre ces supermodes. Nous avons donc proposé d'appliquer la méthode de combinaison cohérente du chapitre 2, reposant sur les propriétés d'auto-organisation spectrale des lasers (oscillation spontanée sur les modes longitudinaux à pertes minimales) dans une cavité à rétroaction différentielle, à la FDCC.

Compte tenu des conclusions du chapitre précédent, nous proposons des critères d'optimisation de l'efficacité de combinaison en sortie du dispositif interférométrique. En effet, nous avons montré dans le chapitre 2 qu'une combinaison cohérente des rayonnements efficace nécessite une amplitude identique des ondes interférant constructivement sur la voie commune du laser interféromètre. De même, dans le cas de la FDCC, l'efficacité de combinaison est maximale si les amplitudes modales des supermodes sont égales, condition remplie à la longueur d'onde d'accord de phase des modes fondamentaux des guides isolés. A cette longueur d'onde, le coefficient de transfert F^2 correspondant à la fraction de puissance susceptible d'être transférée d'un cœur sur l'autre est égal à 1. Cette condition permet une exploitation optimale du gain des deux milieux amplificateurs couplés.

A partir de ces critères théoriques, nous avons réalisé une phase d'optimisation, à base de simulations numériques, d'une structure à deux cœurs concentriques présentant une bande spectrale de couplage étendue à toute la bande d'amplification de l'ion ytterbium. Nous avons alors montré qu'un couplage efficace est logiquement obtenu pour une différence indicielle cœur gaine faible et une proximité physique suffisante des cœurs couplés. Nous avons enfin proposé un profil de FDCC, présentant un coefficient de transfert $F^2 > 90\%$ sur la bande spectrale 1025nm-1075nm, pour une surface dopée totale de $360\mu\text{m}^2$.

Ce profil optimal a servi d'objectif pour la fabrication d'une fibre à deux cœurs concentriques dopée ytterbium par le laboratoire FORC de Moscou, dopée à 10000ppm d'ytterbium. Le profil réel de la fibre est hélas éloigné du profil optimal visé et les propriétés modales de la fibre étirée à partir de cette préforme (déterminées par de nouvelles simulations numériques réalisées à partir de ce profil réel) nous conduisent à conclure qu'une combinaison cohérente proche de 100% des rayonnements issus des cœurs dopés en configuration laser est a priori inenvisageable, la longueur d'onde d'accord de phase étant rejetée hors de la bande de gain.

Nous avons cependant continué cette étude par une caractérisation expérimentale du composant, d'abord en passif, ce qui nous a permis de vérifier la validité du calcul numérique du coefficient de transfert ($F^2=25\%$ sur la bande 1000-1100nm) par la mesure de la transmittance d'un tronçon de 63cm de FDCC, puis en configuration laser.

Contre toute attente, la combinaison cohérente des rayonnements par rétroaction différentielle assurée par une association lentille miroir est obtenue, avec une efficacité d'environ 88%. Ce bon résultat, inexplicable par un accord de phase entre modes fondamentaux des cœurs isolés, est probablement justifié par un accord de phase avec un mode d'ordre supérieur de l'anneau, accord de phase démontré numériquement. Cette supposition est corroborée par l'observation d'une signature spectrale du couplage, à savoir un spectre affiné, stabilisé et centré autour d'une longueur d'onde proche de la longueur d'onde d'accord de phase λ_0 déterminée numériquement.

En conclusion, cette étude a été l'occasion de proposer quelques éléments théoriques adaptés à l'étude et à la conception des fibres composites actives. Des premiers résultats expérimentaux encourageants valident cette technique de combinaison cohérente. La perspective la plus immédiate est l'étirage d'une nouvelle canne, issue de la même préforme, à un dimensionnement transverse permettant de ramener l'accord de phase entre modes fondamentaux des deux cœurs autour de 1050nm. Enfin, le laboratoire FORC de Moscou

travaille actuellement sur une nouvelle synthèse de préforme, répondant précisément au cahier des charges fixé.

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans le vaste champ de recherches que constitue la conception et la réalisation de sources lumineuses toujours plus efficaces, brillantes et puissantes, les lasers à fibre sont peut être à l'origine de la mutation la plus profonde depuis de nombreuses années. Cantonnés pendant plusieurs décennies à des expériences de laboratoire certes intéressantes d'un point de vue conceptuel, mais encore immatures du point de vue économique et industriel, les voici aujourd'hui au cœur des process industriels, ayant remplacé dans de nombreuses applications (marquage, gravure, soudure) les sources lasers traditionnellement implantées (laser CO₂, Nd/YAG, etc...). Leurs extraordinaires atouts (compacité, efficacité, fiabilité, coût) les imposent d'ores et déjà comme une des technologies clé de la photonique des hautes puissances des années à venir. Ce mémoire a néanmoins été l'occasion de rappeler que des verrous technologiques restent encore à lever. En effet, la nature même de ces sources lasers, du fait de la propagation guidée du rayonnement laser dans le milieu amplificateur, conduit à exacerber les effets non linéaires et à endommager les qualités spectrales et spatiales du faisceau émis à haute puissance. Si la technologie aujourd'hui mature des fibres à large aire modale permet d'atténuer ce problème, il n'en est pas réglé pour autant. Le défi à relever reste entier et justifie dès maintenant la recherche d'alternatives viables.

C'est dans ce contexte que s'est inscrit ce travail mené pendant trois années au sein du département Photonique du laboratoire Xlim. Bénéficiant des expériences combinées de l'équipe dans les domaines du contrôle cohérent des rayonnements lasers, de la fabrication et la caractérisation de fibres de nouvelles générations, nous avons pu proposer et mener à bien

la conception de lasers à fibre dopée présentant des profils de gain discrétisé exhibant une qualité spatiale proche de celle obtenue en sortie d'un laser à fibre à un seul cœur unimodal transverse.

La première cavité proposée, bâtie autour d'un laser à fibre à deux cœurs parallèles identiques couplés localement, constitue la première réalisation de la combinaison cohérente des rayonnements issus des milieux amplificateurs d'une même fibre composite en champ proche et en champ lointain. Ce mémoire a notamment été l'occasion d'étudier en détail certains aspects originaux d'une telle architecture, notamment la structuration spectrale du rayonnement émis, ou l'auto-organisation spontanée de la polarisation des ondes interférant sur l'élément combineur (coupleur biconique) pour une combinaison efficace. En conclusion à ce premier travail, nous proposons deux perspectives : Tout d'abord, rappelons que cette technique de combinaison par voie interférométrique a été validée en régime déclenché [64] et en régime de blocage des modes longitudinaux [91], régimes d'émission laser pour lesquels les conséquences des effets non linéaires peuvent se révéler handicapant même à puissance moyenne modérée. Cette architecture semble donc une candidate potentielle à la conception de sources lasers impulsionnelles de puissance. Enfin, la combinaison cohérente par voie interférométrique de N lasers à fibre ayant par le passé été démontrée sans chute significative de l'efficacité de combinaison jusqu'à 8 lasers couplés, il n'existe pas d'obstacles autres que techniques à l'augmentation du nombre de cœurs couplés dans un même composant multicœur localement aminci.

La deuxième architecture proposée était basée sur une fibre à deux cœurs concentriques dopés ytterbium. Nous avons montré expérimentalement la combinaison cohérente de 90% de la puissance sur le mode fondamental du cœur central, pour une puissance maximale d'environ 7W. Notons qu'outre cette réalisation expérimentale, nous nous sommes aussi attachés à développer une analyse théorique de ces bons résultats expérimentaux en tâchant de faire apparaître clairement le parallèle existant entre cette technique et celle développée au chapitre 2. Ce parallèle nous permet de conclure à la possibilité d'obtenir la combinaison cohérente des rayonnements issus de cavités lasers couplées de géométries différentes lorsque ceux-ci présentent des distributions modales transverses accordées en phase. Dans ces conditions, les supermodes de la structure globale présentent des amplitudes identiques et sont ainsi susceptibles d'interférer avec un contraste maximum. Il est alors possible d'envisager, à l'instar des méthodes interférométriques traditionnelles, une efficacité de combinaison maximale en sortie d'un des cœurs couplés. Les perspectives à donner à cette seconde phase

de recherche sont nombreuses et ambitieuses. Nous pensons en effet que les pistes d'analyse ici proposées méritent d'être exploitées, notamment en associant la notion de phase qui est liée à la méthode de combinaison cohérente, aux grandeurs énergétiques des calculs d'amplification. Cette approche globale permettrait d'analyser finement les comportements modaux et de gain tout au long de la fibre multicœur amplificatrice.

De plus, il est possible d'augmenter fortement la taille du cœur annulaire en éloignant ce dernier du cœur central. Le couplage des cœurs s'effectuerait de façon localisée (grâce à un amincissement par fusion étirage), la configuration exploitée étant identique à celle des travaux du chapitre 2, avec une aire dopée augmentée d'un ordre de grandeur.

Enfin, signalons que les méthodes validées expérimentalement dans le contexte de cette thèse, doivent aujourd'hui être validées à très haute puissance. C'est d'ailleurs dans ce contexte qu'une collaboration avec l'université de Jena et l'équipe de Jens Limpert est en train de voir le jour.

Références Bibliographiques

- [1] SNITZER et al, “**Action of Nd in a Baryum crown glass**”, *Physical review letters*, Vol. 17, pp. 444-446, 1961.
- [2] SCHALOW et al, “**Infrared and optical masers**”, *Physical Revue*, Vol. 112, pp. 1940-1949, 1958.
- [3] POOLE et al, “**Fabrication of low-loss optical fibres containing rare earth ions**”, *Electronic Letters*, Vol. 21, pp. 737-738, 1985.
- [4] MEARS et al, “**Low threshold, tunable cw and Q-switched fiber laser operating at 1,55µm**”, *Electronic Letters*, Vol. 22, pp. 159-161, 1986.
- [5] MARCUSE, “**Light transmission optics**”, New York, Van Nostrand Reinhold, 1972.
- [6] DIGONNET, “**Rare earth doped fiber lasers and amplifiers**”, *New York : Marcel Dekker*.
- [7] PASK et al, “**Ytterbium doped silica fiber lasers : versatiles sources for the 1-1,2 µm region**”, *IEEE. J. Select. Topics Quantum Electron.*, Vol.1, pp. 2-13, 1995.
- [8] PAGNOUX, “**Sources à fibres**”, in *Sources lumineuses pour l’optoélectronique*, Chapitre 2, Editions Hermès 2006.
- [9] BATTIATO et al, “**Dual wavelength common cavity codoped fiber laser**” *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.9 (7) pp.1251-1253, 1988.
- [10] KIMURA et al, “**Multiwavelength generation in a Nd³⁺ and Er³⁺ doubly doped fiber laser**”, *Applied Physics Letters*, Vol.53 (14) pp.188-190, 2001.
- [11] BOULLET et al, “**tunable red light source by frequency mixing from a tunable dual wavelength, co-doped fiber laser**”, *Opt. Express Vol.14*, pp. 3936-3941, 2006.

- [12] MASSICOT et al, “**Efficient, high power Er³⁺ doped silica fiber amplifier**”, *proc SPIE, Vol. 1373, pp93-102, 1991.*
- [13] MEARS et al, “**Low noise erbium doped fiber amplifier operating at 1,54μm**”, *Electronics Letters, Vol. 23, p. 1026-1028, 1987.*
- [14] DESURVIRE et al, “**Gain saturation effects in high-speed, multichannel erbium-doped fiber amplifiers at $\lambda = 1.53 \mu\text{m}$** ” *IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 7, pp. 2095-2104, 1989.*
- [15] LEPLINGARD et al, “**High power (+24 dBm) double-clad erbium-doped fibre amplifier for WDM applications in the C-band (1528 nm-1562 nm)**”, *Proceedings of Conference on Lasers and Electro-Optics*, paper CFG3, p. 381, 2000.
- [16] NILSSON et al, “**High power and tunable operation of Er-Yb codoped cladding pumped fiber lasers**”, *J. Quant. Elec. Vol. 39, pp. 987-994, 2003.*
- [17] VIENNE et al, “**Fabrication and characterisation of Yb:Er codoped phosphosilicate fibres for optical amplifiers and lasers**”, *Ph. D. Thesis, University of Southampton, 1996.*
- [18] VALLEY et al, “**Modelling cladding-pumped Er/Yb fiber amplifiers**”, *Optical Fiber Technology, vol. 7, pp. 21-44, 2001.*
- [19] GODBERG et al, “**Compact, side-pumped 25dBm Er/Yb co-doped double cladding fibre amplifier**”, *Electronics Letters, vol. 34, n° 21, pp. 2027-2028, 1998.*
- [20] GODBERG et al, “**High power side-pumped Er/Yb doped fiber amplifier**”, *Proceedings of Conference on Optical Fiber Communications, paper WA7, pp. 19-21, 1999.*
- [21] ZHANG et al, “**temporal characteristics of a high energy Er/Yb-codoped fiber ring laser**”, *J.Opt. Appl. Opt., Vol. 7, pp. 175-178, 2005.*

- [22] DI PASQUALE et al, “**23dBm output power Er/Yb codoped fiber amplifier for WDM signals in the 1575-1605nm wavelength region**”, *Proceedings of Conference on Optical Fiber Communications, 1999*.
- [23] GIESEN et al “**Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers**”, *Appl. Phys. B, Vol. 58, p p.365, 1994*.
- [24] LIMPERT et al, “**Thermo optical behavior of rare earth dopes low NA fibers in high power operation**”, *Optics Express, Vol. 14, pp. 6091-6097, 2006*.
- [25] LIMPERT et al, “**High power rod-type photonic crystal fiber laser**”, *Optics Express, Vol. 13, pp. 1055-1058, 2005*.
- [26] SNITZER et al, “**Double clad offset core Nd fiber laser**”, *Proceedings PD5-1, 1988*.
- [27] ZELLMER, “**Leistungsskalierung von faserlasern**”, *Thèse, université de Hanovre, 1989*.
- [28] DOYA et al, “**Thèse de doctorat**”, *université de Nice Sophia Antipolis, 2001*
- [29] DOYA et al, “**Optimized absorption in a chaotic double clad fiber amplifier**”, *Optics letters, Vol. 26, pp.872, 2001*.
- [30] DOYA et al, “**Chaos ondulatoire dans une fibre optique multimode à section tronquée**” *Recueil des communications des Journées Nationales d’Optique Guidée, pp. 73-75, 1997*.
- [31] KELSON et al, “**Optimization of strongly pumped fiber lasers**”, *J. Ligh. Tech., Vol.17, pp 891-897, 1999*.
- [32] ZHANG et al, “**Power distribution in Yb³⁺-doped double cladding fiber lasers**”, *Chinese opt. Let., Vol.2, pp 148-150. 2004*.

- [33] ZHAO et al, “**Optimization of linear cavity design of Ytterbium-doped double-clad fiber laser**”, *Chinese opt. Let.*, Vol. 2 , pp. 468-47, 2004.
- [34] BARNARD et al, “**Analytical model for rare earth doped fiber amplifiers and lasers**”, *IEEE J. Quant. Elec.*, Vol.30, pp. 1817-1830, 1994.
- [35] DESURVIRE, “**Er-doped fiber amplifiers**”, *New-York: Willey intersciences*, 1994.
- [36] AGRAWAL, “**Non linear fiber optics**”, *Academic Press, London*, 1989.
- [37] KOPLOW et al, “**Single mode operation of a coiled multimode fiber amplifier**”, *Optics letters*, Vol. 25, pp. 443, 2000.
- [38] ALVAREZ CHAVEZ et al, “**mode selection in high power cladding pumped fiber lasers with tapered section**”, *Proceedings of Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2001.
- [39] LOMBARD et al , “**High power multimode fiber amplifier with wavefront reshaping for high beam quality recovering**”, in *C.R Physique* 7, pp. 233-243, 2006.
- [40] LIMPET et al, in *proceedings of Photonics West 2003*.
- [41] DI TEODORO et al, “**Diffraction limited, 300-kW peak-power pulses from a coiled multimode fiber amplifier**”, *Optics Lett.* 27, pp. 518-521, 2002.
- [42] LIMPET et al, “**100-W average-power, high-energy nanosecond fiber amplifier**”, *Appl. Phys. B* 75, p. 477, 2002.
- [43] WANG et al, “**Efficient single mode operation of a lading pumped Ytterbium-doped helical core fiber laser**” *Optics Lett.* 31, pp 226-229, 2006.
- [44] KNIGHT et al “**All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding**” *Optics Lett* vol. 21, pp. 1547-1549 , 1996.

- [45] BRECHET et al, “**Complete Analysis of the Characteristics of Propagation into Photonic Crystal Fibers, by the Finite Element Method**” *Optical Fiber Technology, Vol. 6, pp. 181-191, 2000.*
- [46] LIMPET et al, “**Extended single mode photonic crystal fiber lasers**”, *Opt. Express Vol.14, pp. 2715-2722, 2006.*
- [47] FURUSAWA et al, “**Cladding pumped Ytterbium doped fiber laser with holey inner and outer cladding**”, *Opt. Express Vol.9, pp. 714-720, 2001.*
- [48] WADSWORTH et al, “**High power air clad photonic crystal fiber laser**” *Opt. Express Vol.11, pp. 48-53, 2003.*
- [49] LIMPET et al., “**High power air clad large mode area photonic crystal fiber laser**”, *Opt. Express Vol. 11, pp. 818-823, 2003.*
- [50] LIMPET et al, “**500W continuous wave fiber laser with excellent beam quality**” *,Elect. Lett. Vol. 39, pp. 1254-1255, 2003.*
- [51] JEONG et al, “**Cladding pumped Ytterbium-doped large-core fiber laser with 610W of output power**”, *Opt. Com. Vol. 34, pp. 315-319, 2004.*
- [52] LIMPET et al, “**High-power rod-type photonic crystal fiber laser**” *Opt. Express 13, pp. 1055-1058, 2005.*
- [53] JEONG et al, “**Ytterbium-doped with large core fiber laser with 1 kW of continuous wave output power**”, *Elect. Lett. Vol. 40, n°8, 2004.*
- [54] JEONG et al, “**Ytterbium doped large core fiber laser with 1,36kW continuous wave output power**”, *Opt. Express Vol.12, pp. 6088-6094, 2004.*
- [55] BONATI et al, “**1,53kW from a single Yb-doped photonic crystal fiber**”, *Late Breaking News, Photonics West 2005.*

- [56] DANEU et al, “**Spectral beam combining of a broad-stripe diode laser array in an external cavity**”, *Opt. Letters Vol. 25*, pp.405-407, 2000.
- [57] LEGER et al, “**External diode-laser-array with mode-selecting mirror**”, *Appl. Phys. Lett. .Vol. 63*, pp. 2884-2886, 1993.
- [58] SABOURDY et al, “**coherent combining of two Nd:YAG lasers in a Vernier Michelson type cavity**”, *Appl. Phys. B, Vol. 75*, pp. 503-507, 2003.
- [59] TONDUSSON et al, “**Coherent combination of four laser beams in a multi-axis Fourier cavity using a diffractive optical element**”, *J. Opt. Pure Appl. Opt., Vol. 3*, pp. 521-526, 2001.
- [60] WRAGE et al, “**Phase locking in a multicore fiber laser by means of a Talbot resonator**”, *Opt. Lett., Vol.25*, pp. 1436-1438, 2000.
- [61] WRAGE et al, “**Combined phase-locking and beam shaping of a multicore fiber laser by structured mirrors**”, *Opt. Lett. Vol. 26* pp. 980-982, 2001.
- [62] WRAGE et al., “**Phase-locking of a multicore fiber laser by wave propagation through an annular waveguide**”, *Opt. Comm. Vol. 205*, pp. 367-377, 2002.
- [63] NAPARTOVITCH et al., “**Phase locking of multicore fiber laser due to Talbot self-reproduction**”, *Journal of Modern Optics 50*, pp. 2715-2725, 2003.
- [64] CHEO et al, “**A high-brightness laser beam from a phase-locked multicore Yb-doped fiber laser array**”, *IEEE Phot. Tech. Letters Vol. 13*, pp. 439-44, 2001.
- [65] BOCHOVE et al, “**Self-organization in a multicore fiber array**”, *Opt. Lett. Vol. 18*, pp. 1200-1203, 2003.
- [66] HUO et al, “**Fundamental mode operation of a 19-core phase locked Yb doped fiber amplifier**” *Opt. Express Vol. 12*, pp.6230-6239, 2004.

- [67] SABOURDY et al, “**Power scaling of fibre lasers with all-fibre interferometric cavity**”, *Elect. Lett. Vol. 38*, pp. 692-693, 2002.
- [68] SABOURDY et al, “**Efficient coherent combining of widely tunable fiber lasers**”, *Opt. Express Vol.11*, pp. 87-97, 2003.
- [69] SABOURDY et al, “**Coherent combining of Q-switched fibre lasers**”, *Elect. Lett. 40*, pp. 1254-1255, 2004.
- [70] SHIRAKAWA et al. “**Power summation and bandwidth narrowing in coherently coupled fiber-laser array**”, *Proceedings of Conference on Lasers and Electro-Optics, San Francisco CThGG2*, 2004.
- [71] SHIRAKAWA et al, “**Coherent addition of fiber lasers by use of a fiber coupler**”, *Opt. Express Vol. 10*, pp. 1167-1172, 2002.
- [72] BRUESSELBACH et al, “**200W self-organized coherent fiber arrays**”, *CLEO/QELS '05 Baltimore CMDD4*.
- [73] BRUESSELBACH et al, “**Self-organized coherence in fiber laser arrays**”, *Opt. Letters Vol. 30*, pp. 1339-1341, 2005.
- [74] SIMPSON et al “**Extraction characteristics of a dual fiber compound cavity**”, *Opt. Express Vol. 10*, pp.1060-1073, 2002.
- [75] BRUESSELBACH et al, “**Power-scalable phase-compensating fiber-array transceiver for laser communications through the atmosphere**”, *J. Opt. Soc. Am. B Vol.22*, pp. 347-353, 2005.
- [76] MOREL et al, “**Coherent coupling of an array of Nd³⁺-doped single-mode fiber lasers by use of an intracavity phase grating**”, *Opt. Lett. Vol. 18*, pp. 1520-1522, 1993.
- [77] SNYDER et al “**optical waveguide theory**”, *Kluwer academic publisher, London, 1983*.

- [78] HUO et al, “**analysis of transverse mode competition and selection in multicore fiber laser**”, *J. Opt. Soc. Am. B Vol. 22*, pp. 2345-2349, 2005.
- [79] MICHAILLE et al, “**Phase locking and supermode selection in multicore photonic crystal fiber lasers with a large doped area**”, *Opt. Lett. Vol. 30*, pp. 1668-1671, 2005.
- [80] PEDRAZZA et al, “**Yb³⁺:Al³⁺:sol-gel silica glass fiber laser**” *Elseviere, article in press.*
- [81] DIDOMENICO et al, “**Characteristics of a single frequency Michelson-type He-Ne gas laser**”, *IEEE J. of Quant. Elec. QE-2*, pp. 311-322, 1966.
- [82] SABOURDY, “**thèse de doctorat**”, *université de LIMOGES (2003).*
- [83] PAGNOUX, “**thèse de doctorat**”, *université de LIMOGES (1982).*
- [84] LABONTE, “**thèse de doctorat**”, *université de LIMOGES (2005).*
- [85] PENG et al, “**polarisation beam splitting using twin-elliptical-core optical fibers**”, *Elect. Lett. Vol. 26*, pp.682-683, 1990.
- [86] BOUCOUVALAS et al, “**coaxial optical fiber coupling**”, *J. Light. Tech. Vol. 3*, pp. 1151-1158, 1985.
- [87] GEROME et al, “**Dual concentric core dispersion compensating fiber optimized for WDM application**”, *Elec. Lett. Vol. 41*, pp. 116-117, 2005.
- [88] MAURY et al, “**Conception and characterization of a dual-concentric-core erbium-doped dispersion-compensating fiber**”, *Opt. Lett. Vol. 29*, pp. 700-703, 2004.
- [89] HUTTUNEN et al, “**Optimization of dual-core and microstructure fiber geometry for dispersion compensation and large mode area**”, *Opt. Express Vol.13*, pp. 627-635, 2005.
- [90] GEROME, “**thèse de doctorat**”, *université de LIMOGES (2005).*

- [91] LHERMITE et al, “**High Repetition Rate Short Pulse Packet Generation by Coherent Addition of Two Mode-Locked Fiber Lasers**” *Proceedings of CLEO'06*.

Publications scientifiques

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

- **J. BOULLET, L. LAVOUTE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMENE, P. ROY, V. COUDERC, B. DUSSARDIER, A. M. JURDYC : « tunable red light source by frequency mixing from dual-band Er-Yb fiber laser »**

- **J. BOULLET, D. SABOURDY, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMENE, P. ROY, D. PAGNOUX, B. DUSSARDIER, W. BLANC : « Coherent combining in an Ytterbium doped double core fiber laser », *Opt. Lett. Vol. 30, pp.1962-1964, 2005.***

Communications à des congrès internationaux à comité de lecture

- **J. BOULLET**, F. GEROME, J.L. AUGUSTE, J.M. BLONDY, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMENE, P. ROY : « **Coherent combining in an Ytterbium doped dual concentric core fiber lasers** », *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2006), Long Beach, 21-26 Mai 2006.*

- **J. BOULLET**, L. LAVOUTE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMENE, P. ROY, V. COUDERC, B. DUSSARDIER, A. M. JURDYC : « **Tunable laser in the green, red and near IR by frequency mixing of a dual wavelength ErYb co-doped fiber laser** » *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2006). Long Beach, 21-26 Mai 2006.*

- **J. BOULLET**, D. SABOURDY, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMENE, P. ROY, D. PAGNOUX, B. DUSSARDIER, W. BLANC : « **Coherent combining in an Ytterbium doped double core fiber laser** » *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2005). Baltimore, 20-26 Mai 2005.*

- **A. DESFARGES-BERTHELEMOT**, J. BOULLET, V. KERMENE, D. SABOURDY, P. ROY, J. LHERMITE, A. BARTHELEMY : « **Coherent combining of fiber lasers** », *JSO ONERA 2005, 28 Juin 2005.*

Communications à des congrès nationaux à comité de lecture

- **J. BOULLET**, F. GEROME, J.L. AUGUSTE, J.M. BLONDY, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMENE, P. ROY : « **Optimisation d'une fibre à deux coeurs concentriques dopés à l'Erbium pour une application laser de puissance** », 24èmes Journées Nationales d'Optique Guidée, Chambéry, 8-10 Novembre 2005.
- **J. BOULLET**, D. SABOURDY, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMENE, P. ROY : « **Combinaison cohérente dans un laser à fibre à deux coeurs dopes ytterbium** », 24èmes Journées Nationales d'Optique Guidée, Chambéry, 8-10 Novembre 2005.
- **J. BOULLET**, « **Combinaison cohérente dans un laser à fibre à deux coeurs dopes ytterbium** », GDR ONDES, université de Nice Sophia Antipolis, Juin 2005.
- **J. BOULLET**, D. SABOURDY, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMENE, P. ROY : « **Couplage dans un laser à fibre dopé erbium pour une émission multi-longueur d'onde** », 23èmes Journées Nationales d'Optique Guidée, Paris, 25-27 Novembre 2004.

|