

# UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

Année : 2004

Thèse N° 41-2004

## Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

présentée et soutenue par

*Stéphane HILAIRE*

le 26 Novembre 2004

**CONCEPTION, FABRICATION ET CARACTERISATION DE  
FIBRES MICROSTRUCTUREES DOPEES ERBIUM POUR  
APPLICATION AUX AMPLIFICATEURS OPTIQUES**

Thèse dirigée par Dominique PAGNOUX

**JURY :**

**Président :**

**M. Dominique CROS**

**Professeur, IRCOM, Université de Limoges**

**Rapporteurs :**

**M. Christian BOISROBERT**

**Professeur, IREENA, Université de Nantes**

**M. François SANCHEZ**

**Professeur, POMA, Université d'Angers**

**Examineurs :**

**M. Pierre SANSONETTI**

**Responsable R&D, Alcatel Câble France, Conflans**

**M. Dominique PAGNOUX**

**Chargé de Recherche CNRS, IRCOM, Limoges**

**M. Philippe ROY**

**Chargé de Recherche CNRS, IRCOM, Limoges**

**Invité :**

**M. Gilles MELIN**

**Ingénieur, Alcatel, Marcoussis**



# UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

Année : 2004

Thèse N° 41-2004

## Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

présentée et soutenue par

*Stéphane HILAIRE*

le 26 Novembre 2004

**CONCEPTION, FABRICATION ET CARACTERISATION DE  
FIBRES MICROSTRUCTUREES DOPEES ERBIUM POUR  
APPLICATION AUX AMPLIFICATEURS OPTIQUES**

Thèse dirigée par Dominique PAGNOUX

### JURY :

#### Président :

M. Dominique CROS

Professeur, IRCOM, Université de Limoges

#### Rapporteurs :

M. Christian BOISROBERT

Professeur, IREENA, Université de Nantes

M. François SANCHEZ

Professeur, POMA, Université d'Angers

#### Examineurs :

M. Pierre SANSONETTI

Responsable R&D, Alcatel Câble France, Conflans

M. Dominique PAGNOUX

Chargé de Recherche CNRS, IRCOM, Limoges

M. Philippe ROY

Chargé de Recherche CNRS, IRCOM, Limoges

#### Invité :

M. Gilles MELIN

Ingénieur, Alcatel, Marcoussis



## REMERCIEMENTS

Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire ont été réalisés au sein de l'équipe Optique Guidée et Intégrée de l'Institut de Recherche en Communications Optiques et Micro-ondes (IRCOM) de l'Université de Limoges. J'adresse tout d'abord mes remerciements au Professeur Pierre-Yves GUILLON qui m'a accueilli au sein du laboratoire, ainsi qu'à son successeur à la direction du laboratoire, M. Alain BARTHELEMY. J'adresse ma reconnaissance au Professeur Jacques MARCOU ainsi qu'à M. Jean-Marc BLONDY, qui ont dirigé l'équipe dans laquelle j'ai effectué cette thèse.

Mes remerciements vont aussi à M. Christian BOISROBERT, Professeur au laboratoire IREENA de Nantes, et à M. François SANCHEZ, Professeur au laboratoire POMA d'Angers, qui ont accepté la tâche de rapporteur de ce travail.

Je tiens à remercier à M. Pierre SANSONETTI, Dominique CROS et Gilles MELIN qui ont bien voulu participer au jury.

Je remercie également Dominique PAGNOUX qui m'a accompagné pendant ces trois années. Je tiens aussi à exprimer ma profonde reconnaissance à Philippe ROY pour son aide, son soutien, etc.

Je remercie également Alcatel Marcoussis, pour toutes les informations fournies et pour les réalisations de FMAS, Highwave pour nous avoir communiqué ses sections efficaces, le LPMC de Nice pour la réalisation de préformes actives et l'équipe Circuits et Dispositifs Microondes de l'IRCOM pour avoir mis le logiciel EMXD à notre disposition.

Un grand merci également à notre secrétaire Sophie LEBRAUD pour tous les services qu'elle m'a rendus et qui a toujours su rester souriante toutes les fois où je la dérangeais pour emprunter un livre, imprimer des documents, etc.

Je profite de l'occasion qui m'est donnée pour adresser quelques remerciements plus personnels et je commencerai par remercier tous les gens de l'équipe avec qui j'ai passé ces dernières années notamment les doctorants, passés ou présents, avec qui ça a été un vrai plaisir de travailler : Ambre, Philippe, Seb, etc. Je veux aussi adresser un grand merci à Lolo avec qui ce fut un grand plaisir de travailler. Je garde un excellent souvenir de notre courte

cohabitation (avec Choupinette), de la décoration du bureau et de tous les fous rires que nous avons pu avoir. Et puisqu'il est des obligations auxquelles on ne peut pas se soustraire, je cite également Laure, Vince et leur collègue de bureau (Raph) ;-).

Je remercie aussi mes amis avec qui j'ai passé les trois dernières années qui resteront parmi les plus belles pour moi grâce à eux. Même si nos routes se séparent, je souhaite que les liens créés subsistent malgré la distance et le temps.

Je garderai une multitude de bons souvenirs. Je repenserai longtemps aux « arrosages » de Guigui chez Eric, aux soirées chez Bob, à Gégé ou Maxie m'apprenant l'art de la répartie et du self-control mais en vain, aux interminables histoires de Minie (Allez raconte moi une histoire...), à Steph en star de films d'horreur (Lundi matin...), aux cafés/poire de Cyrio « aware » (On est pas bien là... ????) ou encore au calme et à la patience de Géo sauf quand le traditionnel rituel de 19h se faisait trop attendre. Je n'oublierai pas toutes les soirées, les week-ends et autres bons moments qui ont jalonné ces trois ans et qui nous réunissaient tous (Poupy, Mél, Laure, Pierrot, Fred, Candice, Marie, Katia, etc.). Je ne peux pas omettre une petite dédicace pour les Peugeot 306 (qu'elles soient bleues ou blanches...) dont les mésaventures sont désormais célèbres !

Je n'oublierai certainement pas non plus de remercier tous mes autres amis (Karine, José, Céline etc.) et surtout Valérie (23 ans d'amitié, ça compte !!!).

Je voudrais également faire une dédicace spéciale pour Eric et Sophie en souvenir des soirées billard et des « mardis chez Chopi ».

Je veux également adresser des remerciements plus particuliers à Ben, Vic, Guéno et NRV. Vous m'avez accompagné, écouté, supporté et épaulé durant ces années. Malgré nos différences de caractères, nous avons passé de grands moments, jalonnés de nombreux fous rires et quelques fois de désaccords, tout cela contribuant à faire naître une grande confiance mutuelle et une forte amitié. Merci. Merci pour tout !

Enfin, je tiens à remercier ceux qui ont toujours été là pour moi : Jeannine et Jeannot, mes parents (à qui je ne dirai jamais assez merci), Hubert, Nicole, Vonnette (que je remercie plus particulièrement pour tout ce qu'elle a fait durant les années 85/86 !), Paulette, Fit, Vivi et Eric, avec une pensée particulière pour Simone, ma grand mère.

# **TABLE DES MATIERES**



# Table des matières

Introduction générale .....	1
I. Les fibres microstructurées air/silice (FMAS).....	7
I.1. Introduction.....	7
I.2. Généralités .....	7
I.3. Guidage de la lumière dans les FMAS .....	10
I.3.1. Guidage par effet de Bande Photonique Interdite (BIP).....	10
I.3.2. Guidage par Réflexion Totale Interne.....	11
I.4. Propriétés des FMAS .....	12
I.4.1. Analogie entre les FMAS et les FSI .....	12
I.4.2. Evolution spectrale du champ électrique .....	14
I.4.3. Caractère monomode large bande.....	15
I.4.4. Dispersion Chromatique .....	17
I.4.5. Pertes de propagation.....	18
I.5. Conclusion .....	19
II. Les amplificateurs à fibres optiques dopées aux terres rares .....	23
II.1. Introduction.....	23
II.2. L'amplification optique .....	23
II.2.1. Principe .....	23
II.2.2. Emissions spontanée et stimulée.....	24
II.2.3. Amplification optique .....	25
II.3. Fibres optiques de silice dopées aux terres rares .....	27
II.3.1. Les ions de terres rares.....	28
II.3.2. Elargissements homogène et inhomogène .....	30
II.3.3. Sections efficaces d'absorption et d'émission .....	33
II.4. Caractéristiques d'un amplificateur optique .....	35
II.4.1. Différents types de pompage optique .....	35
II.4.2. Equations d'évolution .....	40
II.4.2.1. Equations d'évolution des densités volumiques de population.....	41
II.4.2.2. Equations d'évolution longitudinale de puissance .....	42
II.4.2.3. Taux de transition entre niveaux d'énergie .....	44

II.4.3.	Gain de l'amplificateur et puissance de saturation .....	46
II.4.3.1.	Gain d'un amplificateur.....	46
II.4.3.2.	Saturation d'un amplificateur.....	47
II.4.4.	Longueur optimale.....	48
II.4.5.	Efficacité de conversion quantique et efficacité de conversion de la puissance de pompe.....	49
II.4.6.	Bruit et facteur de bruit.....	50
II.4.6.1.	Bruit de l'amplificateur.....	50
II.4.6.2.	Facteur de bruit .....	51
II.5.	Conclusion .....	52
III.	Etude théorique des FMAS en vue de leur utilisation dans les amplificateurs à fibres... .....	55
III.1.	Introduction.....	55
III.2.	Modélisation .....	56
III.2.1.	La Méthode des Eléments Finis (MEF).....	56
III.2.1.1.	Modélisation et maillage des structures .....	58
III.2.1.2.	Réduction du domaine d'étude.....	60
III.2.1.3.	Conditions aux limites.....	61
III.2.1.4.	Détermination des modes guidés .....	63
III.2.2.	Méthode de l'Indice Moyenné (MIM).....	65
III.2.2.1.	Principe.....	65
III.2.2.2.	Simplification de l'équation d'onde.....	66
III.2.2.3.	Domaine de validité .....	68
III.2.3.	Logiciel de simulation des amplificateurs optiques.....	77
III.3.	FMAS à arrangement triangulaire dopée Er <sup>3+</sup> .....	80
III.3.1.	Evolution des facteurs de recouvrement.....	81
III.3.2.	Etude d'une FMAS de pas $\Lambda = 6\mu\text{m}$ et de diamètre de trous $d = 2,4\mu\text{m}$ .....	86
III.3.2.1.	Etude des modes guidés .....	86
III.3.2.2.	Dispersion chromatique.....	95
III.3.2.3.	Facteur de recouvrement .....	96
III.3.3.	Etude des performances d'un amplificateur construit autour de la FMAS $\Lambda = 6\mu\text{m}$ et $d = 2,4\mu\text{m}$ dopée Er <sup>3+</sup> .....	98
III.3.3.1.	Gains et facteurs de bruits .....	99

III.3.3.2.	<i>Comparaison des performances d'une FMAS et d'une FSI dopées Er<sup>3+</sup> ...</i>	106
III.3.3.3.	<i>Efficacité de conversion de puissance (ECP)</i>	108
III.3.4.	Bilan de l'étude de la FMAS ( $\Lambda = 6\mu\text{m}$ , $d = 2,4\mu\text{m}$ ) dopée Er <sup>3+</sup>	109
III.4.	FMAS avec un cœur multi-barreaux	110
III.4.1.	Principe	110
III.4.2.	Objectif de l'étude	111
III.4.3.	Détermination des caractéristiques géométriques d'une structure multi-barreaux	114
III.4.3.1.	<i>Etude des modes guidés</i>	114
III.4.3.2.	<i>Dispersion chromatique</i>	119
III.4.3.3.	<i>Facteur de recouvrement</i>	120
III.4.4.	Adaptation du logiciel de simulation	121
III.4.5.	Résultats de simulations	122
III.5.	FMAS à large cœur dopé Er <sup>3+</sup>	131
III.5.1.	Principe	131
III.5.2.	Structure utilisée	132
III.5.3.	Facteurs de recouvrement	133
III.5.4.	Performances de l'amplificateur	135
III.5.4.1.	<i>Gain et facteur de bruit</i>	136
III.5.4.2.	<i>Efficacité de conversion de la puissance de pompe</i>	138
III.6.	Conclusion	142
IV.	Etude expérimentale des FMAS utilisées dans les amplificateurs à fibres	147
IV.1.	Fabrication des FMAS	147
IV.1.1.	Réalisation des préformes	147
IV.1.2.	Premières réalisations de FMAS à l'IRCOM	149
IV.1.3.	Amélioration des procédés de fabrication	151
IV.1.4.	Fibrage en deux étapes	159
IV.1.5.	Bilan	160
IV.2.	Etude d'une FMAS à arrangement triangulaire dopée Er <sup>3+</sup>	161
IV.2.1.	Mesure des caractéristiques géométriques de la FMAS H042	162
IV.2.2.	Modes guidés	164
IV.2.2.1.	<i>Profil d'indice</i>	164

IV.2.2.2.	<i>Imagerie du champ émergeant en sortie de la fibre H042</i>	166
IV.2.2.3.	<i>Identifications des modes guidés</i>	168
IV.2.2.4.	<i>Etude théorique de la structure des modes</i>	173
IV.2.3.	Spectre d'ASE	177
IV.2.4.	Atténuation et fluorescence	178
IV.2.4.1.	<i>Atténuation linéique</i>	179
IV.2.4.2.	<i>Fluorescence</i>	183
IV.2.4.3.	<i>Calcul des sections efficaces</i>	184
IV.2.5.	Etude du gain	189
IV.2.5.1.	<i>Dispositif expérimental</i>	189
IV.2.5.2.	<i>Résultats expérimentaux</i>	190
IV.2.5.3.	<i>Comparaison des résultats pratiques et théoriques</i>	193
IV.3.	Etude de FMAS à arrangement triangulaire large cœur	197
IV.3.1.	FMAS à large cœur passive	197
IV.3.1.1.	<i>Caractéristiques géométriques de la FMAS à large cœur (dénomination W1)</i>	198
IV.3.1.2.	<i>Etude modale expérimentale de la fibre W1</i>	199
IV.3.1.3.	<i>Recherche des modes guidés à 1550nm</i>	201
IV.3.1.4.	<i>Simulation des modes guidés par la fibre W1</i>	203
IV.3.2.	FMAS à large cœur active	206
IV.4.	Conclusion	206
Conclusion générale		211
Annexe 1 : Fabrication des fibres optiques dopées aux terres rares		219
A.1.	Dopage en phase vapeur	221
A.2.	Dopage en phase liquide	222
A.3.	Etirage de la préforme	224
Annexe 2: Le microscope électronique à balayage (MEB)		225
Annexe 3 : Mesure de la longueur d'onde de coupure du 2ème mode des FMAS		229
Annexe 4 : Comparaison des gains théoriques et expérimentaux obtenus pour un amplificateur optique réalisée avec la FMAS dopée Er <sup>3+</sup> H042		233
Références bibliographiques		239
Liste des publications		249

# **INTRODUCTION GENERALE**



## Introduction générale

Le développement des fibres optiques présentant de faibles pertes, inférieures à 0,2dB/km à 1550nm [1], ainsi que l'augmentation des débits de transmission grâce à la combinaison simultanée de signaux dans une seule et même fibre ont rendu possible la transmission d'informations à très hauts débits (plusieurs centaines de Gbits/s) sur de longues distances.

Au cours de leur propagation, les signaux transmis subissent des pertes. Il est donc nécessaire de ré-amplifier régulièrement ces signaux. Jusqu'au début des années 1990, la ré-amplification des signaux optiques pour les télécommunications longues distances faisait obligatoirement appel à un système complexe et coûteux de détection, amplification et remise en forme du signal électrique délivré, puis ré-émission d'un signal lumineux.. De plus, la conversion optique/électronique et le traitement électronique du signal limitaient fortement le débit de transmission des informations. L'apparition des amplificateurs tout optique a permis de s'affranchir des systèmes électroniques dans les lignes de transmission par fibre et a été à l'origine d'une augmentation croissante des débits de transmission des informations dans un seul guide, conduisant à l'établissement de records en laboratoire de l'ordre de la dizaine de Tbits/s sur plusieurs milliers de kilomètres.

L'un des composants clé des amplificateurs optiques est un simple tronçon de fibre d'une dizaine de mètres de long dont le cœur est dopé aux terres rares. Pour l'amplification de signaux dans la troisième fenêtre de transparence de la silice (faible atténuation de la silice dans la bande C entre 1530nm et 1560nm), c'est l'ion erbium qui est utilisé il présente une transition radiative qui couvre toute la bande C. cette transition peut être obtenue de façon efficace, notamment lorsque l'erbium est excité par un rayonnement à 980nm. Il suffit donc de pomper les ions erbium de la fibre avec une onde continue, puissante, à 980nm, et d'injecter simultanément dans la fibre le signal à une longueur d'onde située dans la bande C : pour peu que l'opération de pompage ait réalisé l'inversion de population des ions erbium, la désexcitation stimulée de ces ions par le signal aura donc pour effet une amplification de celui-ci.

## Introduction générale

La conception d'amplificateurs performants est un enjeu de première importance dans les télécommunications optiques modernes. Elle passe par exemple par la mise en œuvre de sources de pompe monomodes, puissantes, fiables et de coût raisonnable. Elle suppose aussi la mise au point de fibres amplificatrices optimisées, susceptibles de permettre l'obtention de gains élevés, qui nécessite une forte interaction entre la zone dopée terre rare avec l'onde de pompe d'une part, et avec l'onde signal d'autre part. C'est pourquoi, hormis les fibres à double gaine qui tirent profit de la très forte puissance de diodes de pompe multimodes transverses, la plupart des amplificateurs travaillent en régime monomode autant à la longueur d'onde signal (ce qui est de toute manière obligatoire pour éviter toute dispersion intermodale réductrice du débit de transmission accessible) qu'à la longueur d'onde de pompe. Dans les fibres à saut d'indice usuelles, il est difficile d'obtenir simultanément un fort coefficient de recouvrement de la zone dopée avec l'onde signal et avec l'onde de pompe. La meilleure solution consiste à renforcer le confinement des ondes en fabricant un cœur dopé de faible section et avec une grande différence d'indice avec la gaine. Mais le volume dopé est alors petit, ce qui rend difficile l'amplification à fort gain ou l'amplification de signaux déjà forts. Pour contourner cette difficulté, nous avons décidé d'évaluer le potentiel d'une nouvelle catégorie de fibres en tant qu'amplificateur : les fibres microstructurées air/silice (FMAS) dont les premières fabrications, relatées par Knight *et al.*, remontent à 1996 [2].

Le cœur de ces fibres est en silice pure et la gaine optique est constituée d'un arrangement, périodique ou non, de trous d'air dans la silice. Ces fibres non conventionnelles présentent de nombreuses particularités liées à leur structure originale. Ainsi, les FMAS peuvent demeurer monomodes sur une large plage de longueurs d'onde, même pour de grands diamètres de cœur. Cette propriété est liée au fait que la différence entre l'indice du cœur (en silice pure) et l'indice effectif du mode fondamental de la gaine (la zone périphérique microstructurée) décroît lorsque la longueur d'onde diminue, contrairement au cas des fibres classiques où cette différence reste approximativement constante. Ainsi, dans une FMAS, l'évolution du confinement du champ avec la longueur d'onde suit une loi non conventionnelle, favorable à une amplification efficace si le cœur est dopé aux terres rares. D'autre part, il est tout à fait envisageable de concevoir une FMAS monomode aux longueurs d'onde de pompe et de signal, avec un cœur dopé de grande dimension pour augmenter le volume actif en vue d'améliorer les performances de l'amplificateur. Enfin, compte tenu de la technique spécifique de fabrication des préformes des FMAS qui consiste à assembler des barreaux et des tubes indépendants, on peut envisager de fabriquer des amplificateurs à

## Introduction générale

FMAS avec des zones actives dopées différemment, ce qui n'est pas possible dans les fibres amplificatrices conventionnelles réalisées sur la base de techniques de dépôts en phase vapeur.

L'objectif principal de cette thèse est donc d'évaluer le potentiel des FMAS dopées à l'erbium en vue de leur application aux télécommunications optiques. Il s'agira dans un premier temps de mettre au point les méthodes numériques nécessaires à la conception et à la modélisation de ces fibres, en vue de définir les structures les plus performantes possibles. L'étude comportera aussi un volet expérimental couvrant la recherche des méthodes de fabrication et la caractérisation des FMAS actives réalisées au cours de la thèse.

Les chapitres I et II constituent une brève revue bibliographique destinée à mieux situer le sujet. Le premier est une présentation générale des FMAS et de leurs caractéristiques de propagation particulières, qui sont à l'origine de l'engouement qu'elles suscitent pour de multiples applications. Dans le deuxième, nous rappellerons les principes de l'amplification optique ainsi que les grandeurs caractéristiques d'un amplificateur à fibre classique.

Le troisième chapitre fait le bilan des travaux de simulation qui ont été menés au cours de cette étude. On y évoquera d'abord les deux méthodes de calcul des caractéristiques des modes guidés dans les FMAS que nous avons mises en œuvre : une méthode approchée (appelée méthode de l'indice moyenné) et surtout la méthode des éléments finis que nous avons adaptée à notre problème. Puis un logiciel du laboratoire conçu pour modéliser l'amplification dans les fibres dopées erbium sera décrit, avec les modifications qui lui ont été apportées pour traiter le cas de FMAS amplificatrices à cœur constitué de zones dopées différemment. Enfin, différentes structures de FMAS à cœur dopé  $\text{Er}^{3+}$  seront imaginées et leurs performances potentielles seront discutées : FMAS classique, FMAS à cœur hétérogène et FMAS à large cœur.

Le quatrième et dernier chapitre relate les travaux de fabrication et de caractérisation qui ont été menés au laboratoire sur les FMAS dopées  $\text{Er}^{3+}$ . Nous présenterons d'abord les techniques et procédés de fabrication que nous avons fait évoluer dans le but de réaliser une FMAS ayant les caractéristiques identifiées à la suite des modélisations. Après avoir expliqué pourquoi l'équipement de fibrage disponible alors au laboratoire ne permettait pas d'accéder à ces caractéristiques, nous présenterons la première FMAS dopée erbium fabriquée dans les laboratoires d'Alcatel à Marcoussis. Les différentes expériences et mesures que nous avons

## Introduction générale

effectuées pour caractériser cette fibre en terme de guide et en terme d'amplificateur seront ensuite rapportées. Les résultats seront comparés à ceux des simulations et seront discutés. Enfin, une FMAS passive à large cœur, fabriquée au laboratoire préalablement à son homologue active, sera décrite et caractérisée. La conclusion de ce travail tirera un bilan de l'étude et mettra en avant les perspectives qu'elle permet de dégager.

## **CHAPITRE I :**

### **Les fibres microstructurées air/silice (FMAS)**



# I. Les fibres microstructurées air/silice (FMAS)

## I.1. Introduction

Ce chapitre a pour but de présenter les caractéristiques et les propriétés de propagation originales d'une nouvelle classe de fibres optiques dont la gaine optique est constituée d'un arrangement de trous d'air de dimensions micrométriques dans une matrice de silice. Le cœur peut être soit plein (silice pure ou dopée) soit creux suivant le principe de guidage mis en œuvre dans la structure.

Dans un premier temps, nous ferons un bref rappel historique pour expliquer la démarche qui a conduit les chercheurs à mettre au point ce nouveau type de guide. Nous présenterons ensuite les différents principes de guidage qui peuvent opérer dans ces structures avant de nous intéresser aux propriétés de propagation qui en découlent.

## I.2. Généralités

Les fibres microstructurées sont nées de la volonté de transposer certaines propriétés des matériaux semi-conducteurs au domaine de l'optique. La régularité de l'arrangement cristallin de ces matériaux impose une périodicité spatiale du potentiel quelle que soit la direction considérée. De ce fait, l'énergie des électrons ne peut prendre que des valeurs dans des bandes autorisées, séparées par des bandes d'énergie dites interdites. Comme les électrons, les photons peuvent être étudiés du point de vue corpusculaire et/ou ondulatoire. Ces deux entités sont régies par des lois présentant de grandes similitudes. Pour cette raison, les scientifiques se sont intéressés à la possibilité de concevoir des structures qui seraient l'équivalent pour les photons des semi-conducteurs pour les électrons. De telles structures permettraient d'obtenir une réflectivité variable en fonction de la longueur d'onde de travail.

En 1987, Eli Yablonovitch cherche à mettre au point une structure périodique tridimensionnelle dans laquelle des photons, dont l'énergie est comprise dans un intervalle donné, ne peuvent se propager (bande interdite) [3]. Une onde électromagnétique envoyée sur cette structure appelée « cristal » doit en voir la périodicité quel que soit son angle d'incidence. E. Yablonovitch considère tout d'abord des structures composées de couches

planes périodiquement espacées de  $\lambda/4$ . Les différentes couches sont choisies de manière à obtenir un fort contraste de permittivité. Ces structures présentent des bandes interdites pour la propagation d'une onde électromagnétique se propageant perpendiculairement aux couches, et elles peuvent être assimilées à des miroirs très fortement réfléchissants (miroirs de Bragg). A partir de là, E. Yablonovitch montre qu'un matériau périodique tridimensionnel de période  $\lambda/2$  présentera lui aussi des bandes interdites et pourra réfléchir une onde électromagnétique, de longueur d'onde  $\lambda$ , quelle que soit sa direction de propagation. Ce principe a été validé en 1991 par la réalisation d'une structure périodique 3D basée sur la maille cristalline du diamant [4].

La réalisation de structures périodiques en trois dimensions pour des ondes micrométriques est très délicate du fait de la petitesse des motifs à fabriquer. Pour cette raison, on a d'abord cherché à réaliser des structures périodiques non plus tri mais bidimensionnelles qui présenteraient les mêmes propriétés de réflectivité. Ces matériaux sont périodiques suivant deux dimensions transverses et invariants suivant la troisième direction. En introduisant un défaut dans la structure, on crée ainsi une cavité diélectrique dans laquelle l'onde lumineuse est piégée. Cette onde peut alors être guidée par résonance transverse suivant la direction longitudinale du cristal. Compte tenu de la régularité du réseau composant la structure, celle-ci présente une forte réflectivité pour certaines longueurs d'onde uniquement. Une telle structure présente donc des Bandes Interdites Photoniques (BIP) et peut porter le nom de « matériau BIP » ou plus couramment de « cristal photonique » en optique.

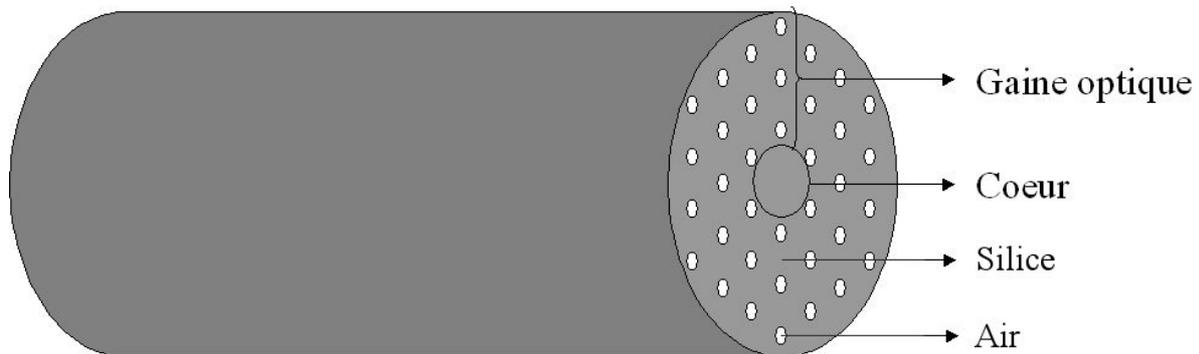
En 1995, il a été démontré d'un point de vue théorique que des structures périodiques diélectriques à deux dimensions pouvaient présenter des bandes interdites photoniques dépendant de la périodicité du cristal [5].

En 1996, la première fibre fabriquée dans le but d'obtenir un guidage par effet BIP au sein d'un cristal air/silice était constituée d'un barreau de silice entouré de petits trous d'air de diamètres assez inégaux (0,2 à 1  $\mu\text{m}$ ) espacés d'environ 2,3  $\mu\text{m}$ . Le guidage d'un mode unique et robuste a pu y être observé pour des longueurs d'onde comprises entre 458 et 1550nm [2],[6]. Mais une analyse précise a permis de montrer que le guidage de ce mode unique n'était pas lié à la présence de BIP notamment à cause de la trop faible proportion d'air dans la gaine. En fait, l'indice effectif de la gaine, résultant d'une pondération entre l'indice de l'air et celui de la silice, est inférieur à l'indice du cœur constitué de silice pure et le guidage

observé est donc simplement produit par réflexion totale interne (RTI) entre le cœur et la zone de gaine.

Pour fabriquer cette fibre microstructurée air/silice (FMAS), il a fallu dans un premier temps réaliser la structure à l'échelle macroscopique grâce à un assemblage de tubes et de barreau en silice qui constitue la préforme. Cette préforme a ensuite été fibrée suivant les procédés habituellement utilisés pour étirer les fibres optiques classiques. Grâce à cette technique, il est possible d'obtenir une structure microscopique quasi homothétique de celle de la préforme. Nous reviendrons plus en détail sur les techniques de fabrication des FMAS, sur leurs particularités, les degrés de liberté qu'elles autorisent mais aussi les limitations qu'elles imposent dans le quatrième chapitre de ce mémoire.

La figure I.1 représente de manière schématique la coupe transverse d'une FMAS. La gaine optique est constituée d'un arrangement régulier de trous d'air dans une matrice de silice. La région centrale en silice pure, appelée « cœur », est obtenue par la suppression d'un trou dans le cristal.



**Figure I.1** : Description schématique d'une fibre à microstructurée air/silice.

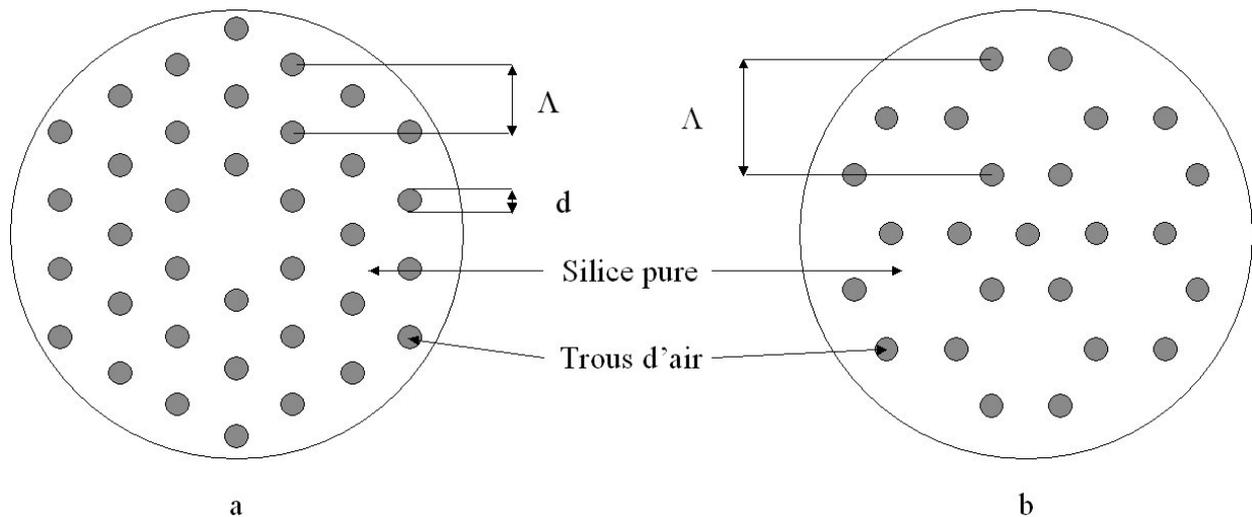
Notons que la dénomination de « fibre à cristal photonique », initialement attribuée à tort, à la toute première fibre fabriqué en 1996, a été conservée par la suite dans la littérature scientifique quel que soit le type de guidage observé. Dans cette thèse, afin de ne pas entretenir la confusion, nous choisirons d'appeler FMAS les fibres guidant par RTI et « fibres à cristal photonique (FCP) » celles guidant la lumière par effet BIP.

## I.3. Guidage de la lumière dans les FMAS

### I.3.1. Guidage par effet de Bande Photonique Interdite (BIP)

La gaine optique des fibres à cristaux photoniques est un réseau invariant de trous suivant une des trois dimensions de l'espace (cristal photonique 2D). La période du réseau est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde. La propagation de l'onde à certaines longueurs d'onde étant impossible dans la direction transverse (effet BIP), la lumière ne peut se propager que dans la direction d'invariance. Dans cette structure, le cœur est créé en générant un défaut dans la matrice de trous d'air, soit par l'introduction d'un trou supplémentaire, soit par la suppression d'un trou existant. La figure I.2 représente deux types de FCP. On note  $\Lambda$  le pas du réseau et  $d$  le diamètre des trous d'air. Dans le cas de la figure I.2.a, l'arrangement des trous d'air est de type triangulaire. La suppression d'un trou dans le cristal permet de former le cœur de la fibre, le plus souvent en silice pure. L'arrangement périodique des trous d'air autour du défaut forme la gaine optique. C'est sur ce modèle que Birks tenta de fabriquer la première FCP en 1996. La figure I.2.b présente le cas d'un arrangement hexagonal dit en nid d'abeille. Dans ce cas, c'est l'introduction d'un trou d'air supplémentaire qui rompt la régularité du cristal et qui permet la propagation de la lumière. L'originalité d'une telle fibre est qu'elle est capable de guider la lumière dans un cœur dont l'indice de réfraction est inférieur à celui de la gaine, contrairement aux fibres conventionnelles guidant par réflexion totale interne.

Les premières études menées sur les FCP 2D ont montré que la largeur des bandes interdites dépendait fortement du contraste d'indice ainsi que du pas du réseau [5]. Les travaux ultérieurs ont prouvés que la proportion d'air dans la gaine doit être relativement importante (supérieure à 45% avec une matrice de trous triangulaire) pour permettre l'apparition des bandes interdites photoniques [5]. Plus récemment, un excellent guidage dans un cœur d'air a été démontré avec une proportion d'air dans la gaine avoisinant les 90% [7]. Le guidage à faibles pertes par effet BIP exige une excellente homogénéité en  $z$  de la structure [8]. La fabrication des FCP demande donc une très grande maîtrise des techniques de fabrication.



**Figure I.2** : Exemples de FCP : a) avec un arrangement des trous d'air de type triangulaire. b) avec un arrangement des trous d'air de type hexagonal ou en « nid d'abeille ».

### I.3.2. Guidage par Réflexion Totale Interne

Comme nous l'avons remarqué précédemment, la première FMAS fabriquée en 1996 du type de celle présentée figure I.2 a) guidait la lumière sans qu'intervienne le phénomène de BIP. En effet, le guidage d'un mode robuste a été observé sur une très large plage de longueurs d'onde, s'étendant d'au moins 458nm à plus de 1550nm [2],[6]. Compte tenu de la faible proportion d'air dans le cristal photonique, il n'était pas possible d'obtenir des BIP suffisamment larges pour autoriser un guidage par résonance transverse sur une telle plage de longueurs d'onde. On a en fait affaire à un guidage par réflexion totale interne entre la zone de cœur et la gaine optique d'indice moyen inférieur à celui du cœur du fait de la contribution des trous d'air [9]. Cette contribution dépend de l'extension du champ dans les trous, elle-même fonction de la longueur d'onde. Ceci engendre une dépendance chromatique de l'indice de gaine tout à fait originale. On parle dans ce cas de réflexion totale interne modifiée. Les FMAS guidant par RTI présentent de nombreuses propriétés originales liées à leur structure non conventionnelle et nous allons développer plus précisément ces propriétés dans le paragraphe suivant.

## I.4. Propriétés des FMAS

Dans ce paragraphe, nous nous efforcerons de mettre en évidence les propriétés de propagation particulières des FMAS en faisant l'analogie avec les fibres à saut d'indice (FSI).

### I.4.1. Analogie entre les FMAS et les FSI

Afin de déterminer les propriétés des FMAS à partir des équations classiques de l'optique guidée, il est judicieux de chercher à définir des FSI équivalentes à ces nouvelles fibres.

Dans une fibre à saut d'indice classique, tout mode dont la constante de propagation  $\beta$  vérifie l'équation (I.1) peut être guidé dans la fibre.

$$kn_{\text{gaine}} < \beta < kn_{\text{coeur}} \quad (\text{I.1})$$

Dans l'équation (I.1),  $n_{\text{gaine}}$  et  $n_{\text{coeur}}$  représentent les indices de réfraction respectivement de la gaine et du cœur.  $k = 2\pi/\lambda$  est le module du vecteur d'onde et  $\lambda$  est la longueur d'onde dans le vide de l'onde guidée.

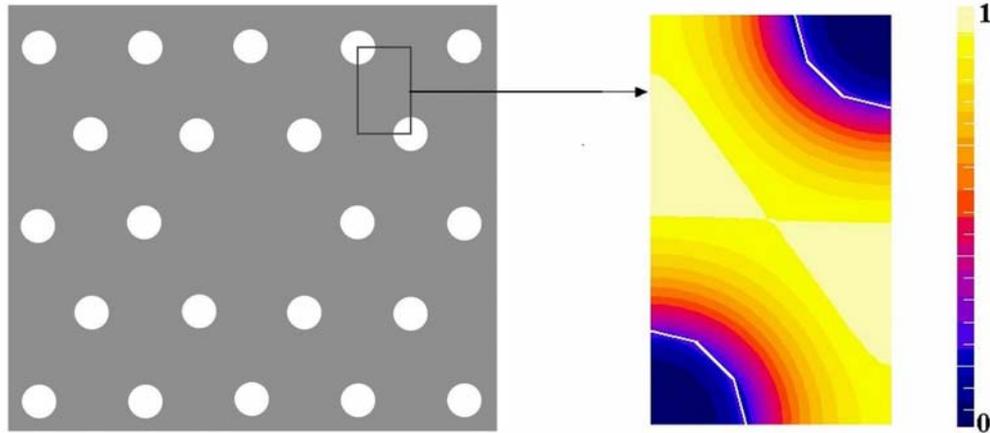
$kn_{\text{coeur}}$  est donc la valeur maximale que peut prendre la constante de propagation dans le guide. Si  $\beta$  est inférieure à  $kn_{\text{gaine}}$ , alors les modes ne sont plus guidés dans le cœur et peuvent fuir dans la gaine optique.  $kn_{\text{gaine}}$  est la valeur maximale de la constante de propagation des modes de la gaine optique.

Dans le cas des FMAS, on peut également appliquer l'équation (I.1) pour déterminer quel mode sera ou non guidé dans le cœur dont l'indice est celui de la silice pure. L'équation (I.1) devient alors :

$$\beta_{\text{gaine}} < \beta < kn_{\text{silice}} \quad (\text{I.2})$$

$\beta_{\text{gaine}}$  représente la valeur maximale autorisée pour les modes de la gaine optique, c'est-à-dire la valeur de la constante de propagation du mode fondamental pouvant exister dans la structure hétérogène infinie si le cœur est absent [2]. Ce mode est souvent connu sous son appellation anglo-saxonne de « Fundamental Space-filling Mode » (FSM) et on désigne par  $\beta_{\text{FSM}}$  sa constante de propagation. Sur la figure I.3 a été représenté un exemple de distribution de champ de ce mode fondamental calculée dans une cellule élémentaire

(rectangle dont deux angles opposés sont les centres de deux trous voisins) dont la duplication par symétries permet de reconstruire la microstructure en entier. Dans cet exemple, le FSM a été calculé à 1550nm pour une cellule élémentaire de pas 6 $\mu\text{m}$  et pour un diamètre de trous de 2,4 $\mu\text{m}$ . L'énergie de ce mode est principalement localisée dans la silice avec une faible pénétration dans les trous.



**Figure I.3 :** Exemple de répartition de l'intensité lumineuse dans une cellule élémentaire du cristal photonique constituant la gaine d'une FMAS.

Comme nous l'avons déjà précisé, la plus basse valeur que peut prendre  $\beta$  pour un mode guidé dans le cœur est  $\beta_{\text{FSM}} = k n_{\text{gaine}}$ . Il est alors possible d'identifier l'indice de la gaine comme étant l'indice du « fundamental space-filling mode »,  $n_{\text{eFSM}}$ , par la relation (I.3) [2],[9] :

$$n_{\text{eFSM}} = \beta_{\text{FSM}} / k \quad (\text{I.3})$$

Dans une FSI, le nombre de modes guidés dans la fibre dépend de la valeur de la fréquence spatiale normalisée  $V$  définie comme suit :

$$V = a \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2} \quad (\text{I.4})$$

avec  $a$  le rayon du cœur de la fibre optique. La relation (I.4) pourra également être appliquée aux FMAS à condition de définir une valeur convenable pour  $a$  : en effet, dans une FMAS, le cœur n'a pas de limite physique clairement identifiée, comme c'est le cas dans une FSI

[2],[9]. On peut alors déterminer une expression pour la fréquence spatiale normalisée  $V_{eff}$  dans le cas d'une FMAS :

$$V_{eff} = \frac{2\pi a}{\lambda} (n_{silice}^2 - n_{eFSM}^2)^{1/2} \quad (I.5)$$

$$ON = (n_{silice}^2 - n_{eFSM}^2)^{1/2} \quad (I.6)$$

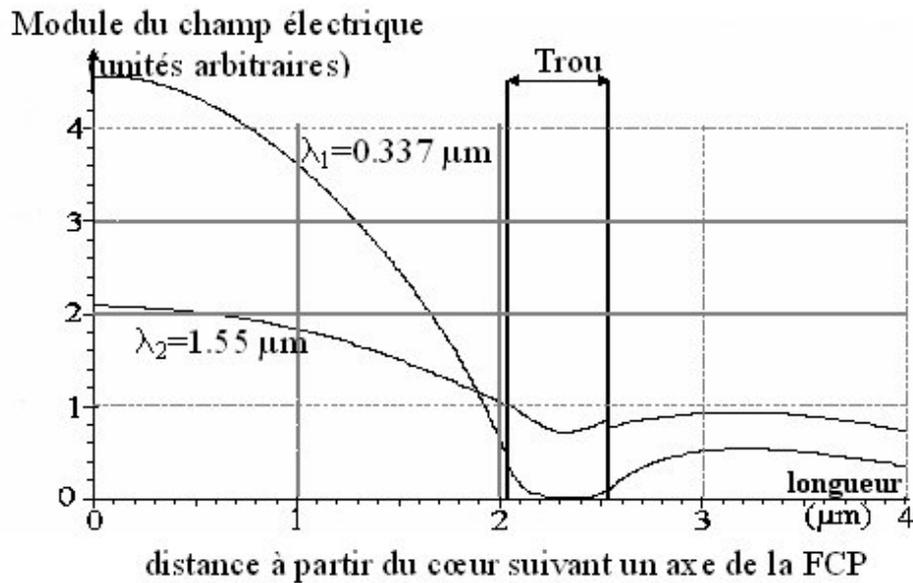
ON, définie par la relation (I.6), est l'ouverture numérique de la fibre.

Sous réserve que le rayon de cœur, noté  $a$ , soit évalué correctement, la relation (I.5) permettra en particulier de déterminer si une FMAS présente un caractère monomode à une longueur d'onde donnée. Nous discuterons des valeurs que peut prendre  $a$  plus loin dans ce chapitre.

#### I.4.2. Evolution spectrale du champ électrique

Aux grandes longueurs d'onde, le champ du mode fondamental envahit complètement les trous d'air et l'indice de gaine prend une valeur donnée par  $n_{eFSM} = [f + (1-f)n_{silice}^2]^{1/2}$ , où  $f$  est la fraction d'air présente dans la gaine [2][6]. Mais à mesure que la longueur d'onde diminue, le champ pénètre de moins en moins dans les trous d'air, ce qui provoque une augmentation de l'indice effectif de gaine. Finalement, aux courtes longueurs d'onde, le champ devient très bien confiné dans la silice, et l'indice effectif de gaine devient très proche de celui de la silice, c'est-à-dire du cœur. Une FMAS apparaît donc comme une fibre à ouverture numérique chromatiquement dépendante.

Sur la figure I.4, le comportement du champ électrique dans une FMAS a été mis en évidence [10]. La fibre modélisée a des trous de  $0,25 \mu\text{m}$  de rayon et espacés de  $2,3 \mu\text{m}$ . Il apparaît clairement que l'extension du champ dans les trous est d'autant plus faible que la longueur d'onde est courte. Cette caractéristique a une influence sur le nombre de modes guidés dans la fibre et nous allons maintenant étudier ce point de manière plus détaillée.



**Figure I.4 :** Module du champ électrique du mode fondamental pour différentes longueurs d'onde dans le cas d'une FMAS de pas  $2,3 \mu\text{m}$  et de diamètre de trous de  $0,25 \mu\text{m}$  [10].

#### I.4.3. Caractère monomode large bande

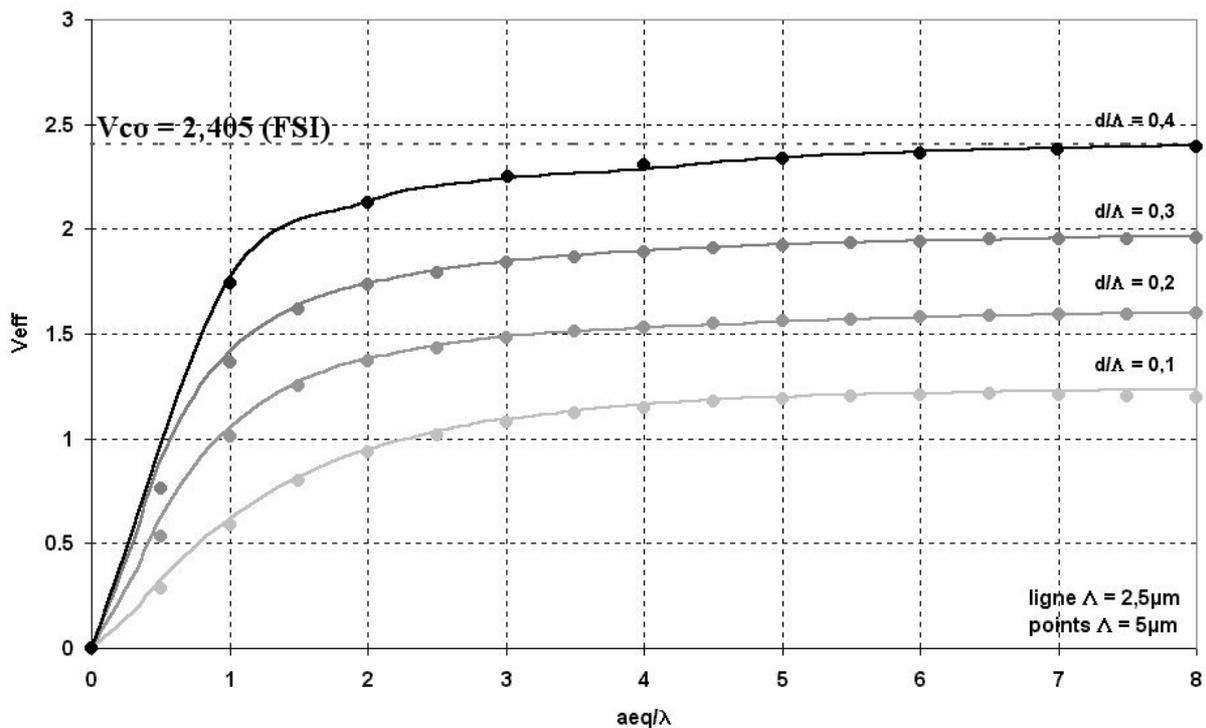
Dans une FSI le nombre de modes guidés dépend de la valeur de la fréquence spatiale normalisée  $V$  à une longueur d'onde donnée. Lorsque  $V$  est inférieure à 2,405 (fréquence spatiale normalisée de coupure du deuxième mode), seul le mode fondamental peut se propager [11]. Pour ces fibres, la différence d'indice varie de manière insignifiante en fonction la longueur d'onde. Ainsi, lorsque  $\lambda$  décroît,  $V$  augmente et franchit la valeur seuil  $V_{co}$  de 2,405. Le premier mode d'ordre supérieur peut alors être guidé.

Nous avons vu plus haut que l'on pouvait définir une expression de  $V_{eff}$  s'appliquant aux FMAS (relation I.5). La fréquence normalisée est fonction de l'inverse de la longueur d'onde. Cependant, nous savons que lorsque la longueur d'onde diminue, la différence d'indice entre le cœur et la gaine est elle aussi réduite, ce qui a pour conséquence de faire tendre  $V_{eff}$  vers une valeur quasiment constante avec la longueur d'onde [12].

Dans le cas des FMAS, deux problèmes se posent : quelle valeur donner au rayon du cœur et quelle valeur peut-on donner à  $V_{co}$  ?

En ce qui concerne le rayon du cœur, il a tout d'abord été choisi comme étant égal à l'espacement  $\Lambda$  entre les trous. Les premières expériences ont montré que les FMAS étaient

monomodes pour des valeurs de  $V_{\text{eff}} < 4$ . Les FMAS pour lesquelles ce résultat peut s'appliquer présentent un rapport  $d/\Lambda$  inférieur à 0,4 [13]. Par la suite, Bréchet et col. ont montré que pour obtenir une fréquence spatiale normalisée de coupure égale, pour un mode donné, à celle trouvée dans les FSI, il faut choisir un rayon de cœur équivalent égal à  $0,64\Lambda$  [10]. Notons que cette équivalence n'a été clairement démontrée que pour des valeurs de  $d/\Lambda < 0,4$ . Dans ces conditions, il est possible de déduire l'évolution de  $V_{\text{eff}}$  en fonction de  $\lambda$  et par conséquent de connaître le nombre de modes guidés à une longueur d'onde donnée. Sur la figure I.5,  $V_{\text{eff}}$  a été représentée en fonction du rapport  $a_{\text{eq}}/\lambda$  où  $a_{\text{eq}} = 0,64\Lambda$  est le rayon du cœur de la FSI équivalente à la FMAS. La fréquence normalisée a été calculée pour 3 valeurs du rapport  $d/\Lambda$ , et ceci pour 2 valeurs différentes de  $\Lambda$ .



**Figure I.5** : Evolution de la fréquence normalisée  $V_{\text{eff}}$  en fonction de  $a_{\text{eq}}/\lambda$  ( $a_{\text{eq}} = 0,64\Lambda$ ), pour différentes valeurs de  $d/\Lambda$  et pour  $\Lambda = 2,5$  et  $5 \mu\text{m}$  [14].

On peut remarquer que l'évolution spectrale de  $V_{\text{eff}}$  est uniquement liée à la valeur de  $d/\Lambda$ , indépendamment de la valeur du pas du réseau. De plus, on peut noter que pour les 6 exemples de structures considérées, la fréquence spatiale normalisée des FMAS reste constamment inférieure à la valeur de coupure  $V_{\text{co}}$  des fibres à saut d'indice classiques, et ceci indépendamment de la longueur d'onde. Il est donc possible de définir des fibres

microstructurées qui présentent un caractère monomode sur une très large plage spectrale. On parle généralement de fibres « indéfiniment » monomodes. Ce caractère monomode, uniquement lié aux propriétés opto-géométriques de ces fibres, est garanti pour un rapport  $d/\Lambda < 0,4$  pour tout rapport  $a_{eq}/\lambda < 8$ . Ainsi, si l'on augmente raisonnablement le pas (et par conséquent le rayon du cœur), il est possible de conserver le caractère monomode de la fibre en ajustant correctement le diamètre des trous de la gaine. Avec une FMAS, il est possible de réaliser une fibre monomode large bande même avec un grand diamètre de cœur [11].

#### I.4.4. Dispersion Chromatique

Dans une fibre optique, la dispersion chromatique  $D_c$  est la somme de deux contributions : la dispersion du guide  $D_g$  et la dispersion du matériau  $D_m$  (relation I.7).

$$D_c = D_g + D_m \quad (I.7)$$

La dispersion chromatique est généralement obtenue par la relation :

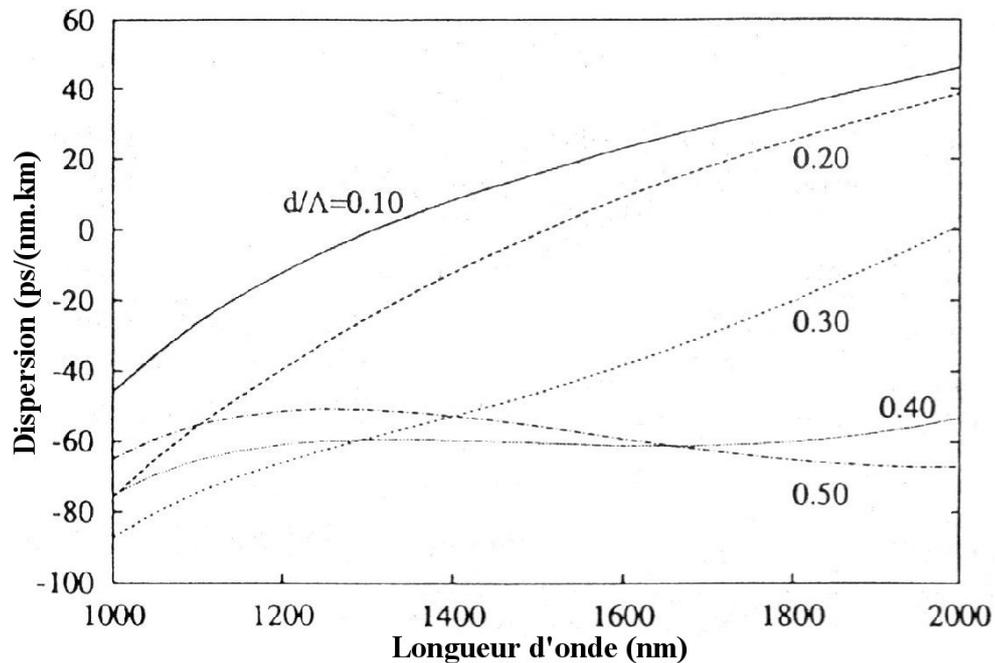
$$D_c = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} \quad (I.8)$$

où  $n_{eff}$  est l'indice effectif du mode guidé et  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide, soit  $2,99792458.10^8 \text{ m.s}^{-1}$ .

Dans une fibre optique monomode conventionnelle, la dispersion du guide est toujours négative [11]. Comme la dispersion du matériau est elle-même négative pour  $\lambda < 1,27\mu\text{m}$  et positive pour  $\lambda > 1,27\mu\text{m}$ , la dispersion chromatique ne peut être annulée en dessous de  $1,27\mu\text{m}$ . La dispersion chromatique dans une fibre réalisée par les techniques classiques peut être ajustée en concevant un profil d'indice plus ou moins complexe, ce qui influe sur la dispersion du guide. Cependant, la différence d'indice entre le cœur et la gaine est faible, ce qui limite fortement les possibilités d'ajustement.

La formule (I.8) permettant de calculer la dispersion chromatique peut également s'appliquer aux FMAS. Les études concernant l'évolution de la dispersion chromatique menées sur ces fibres ont une nouvelle fois mis en évidence des propriétés originales pour cette grandeur. La dispersion chromatique d'une FMAS dépend étroitement de la proportion

d'air présente dans la gaine optique, valeur liée au rapport  $d/\Lambda$ . En jouant sur les paramètres opto-géométriques de la fibre, il est possible de modifier l'allure de la courbe de dispersion [16], et par exemple d'annuler la dispersion chromatique pour des longueurs d'onde inférieures à  $1,27\mu\text{m}$  (figure I.6) [17].



**Figure I.6 :** Dispersions chromatiques pour différentes valeurs de  $d/\Lambda$  obtenue pour une FMAS de pas  $2,3\mu\text{m}$  [17].

#### I.4.5. Pertes de propagation

Les modes guidés dans une FMAS subissent des pertes en cours de propagation d'autant plus élevées que le confinement est insuffisant. La diminution des pertes de confinement exige donc une extension moindre du champ au-delà des couronnes de trous de la gaine optique. Elle est donc obtenue en augmentant le rapport  $d/\Lambda$ , et/ou le nombre de couronnes et, pour une fibre donnée, en diminuant la longueur d'onde. Par exemple, à  $1550\text{nm}$ , une FMAS de pas  $2,3\mu\text{m}$  avec 3 couronnes de trous présentera des pertes de confinement de  $2\text{dB}/\text{km}$  pour  $d = 1,15\mu\text{m}$ , et de  $10^4\text{dB}/\text{km}$  pour  $d = 0,46\mu\text{m}$  [18]. Ces pertes peuvent être estimées grâce à des outils de modélisations que nous évoquerons dans le chapitre III. Tout au long de notre étude, il faudra vérifier que le mode fondamental des fibres que nous concevrons demeure bien confiné dans le cœur.

## I.5. Conclusion

Dans ce premier chapitre, après avoir redéfini la notion de « structure à bandes interdites photoniques (BIP) », nous avons rappelé que les premières réalisations en vue d'obtenir des fibres à BIP n'ont en fait permis de mettre en évidence qu'un guidage par réflexion totale interne. Cependant, on a rapidement constaté que ces nouvelles fibres présentaient des propriétés de propagation nouvelles et originales dues à leur structure non conventionnelle. Elles ont ainsi suscité un très grand nombre d'études depuis près d'une dizaine d'années allant de la mise en place de méthode de modélisation adaptée [19],[20],[21] à l'exploitation de leurs propriétés (ajustement des courbes de dispersion pour les télécommunications ou l'optique non linéaire par exemple).

Dans ce mémoire, c'est le caractère monomode large bande, propriété indépendante de la taille du cœur dans les FMAS, ainsi que l'extension des champs fonction de la longueur d'onde, différente de celle existant dans les fibres classiques, qui ont retenu notre attention pour des applications dans le domaine de l'amplification optique.

Dans le chapitre suivant, nous rappellerons, dans un premier temps, les principes fondamentaux de l'amplification optique. Cette étude nous permettra de mettre en évidence l'intérêt d'utiliser des FMAS dopées aux terres rares pour la réalisation d'amplificateurs optiques.



## **CHAPITRE II :**

### **Les amplificateurs à fibres optiques dopées**

#### **aux terres rares**



## II. Les amplificateurs à fibres optiques dopées aux terres rares

### II.1. Introduction

Dans ce deuxième chapitre, nous allons nous intéresser aux phénomènes d'amplification optique. Cette thèse étant consacrée à l'étude d'amplificateurs optiques, il semble donc nécessaire de rappeler ici quelques notions de base. En effet, il est utile de bien comprendre les mécanismes mis en jeu ainsi que les limitations qui peuvent exister dans ces systèmes. Ces rappels permettront de mieux mettre en avant l'intérêt que peuvent présenter les FMAS pour l'amplification optique.

Dans un premier temps, nous nous intéresserons aux principes de l'amplification d'un signal lumineux et nous présenterons, en nous appuyant sur des notions de physique des matériaux, quels éléments de la classification périodique permettent de créer ce phénomène. Puis nous verrons les moyens techniques à mettre en œuvre pour réaliser des fibres actives. Enfin, nous aborderons l'étude des amplificateurs optiques à travers les grandeurs et paramètres qui les caractérisent.

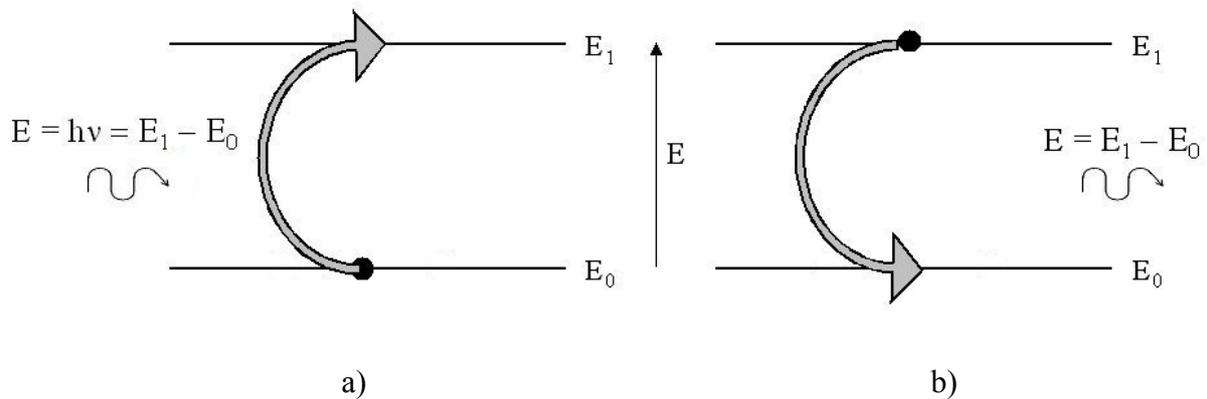
### II.2. L'amplification optique

Dans cette partie, nous allons présenter les phénomènes qui sont à l'origine de l'amplification optique. Après en avoir expliqué les principes, nous définirons les principales grandeurs qui caractérisent un amplificateur optique.

#### II.2.1. Principe

Tous les éléments chimiques de la classification périodique sont constitués d'un noyau autour duquel gravite un certain nombre d'électrons dits à l'état fondamental. Si on leur

apporte l'énergie suffisante, ces électrons peuvent passer sur des niveaux d'énergie plus élevés. On parle « d'excitation » des atomes. L'énergie nécessaire pour exciter ces atomes peut être apportée de différentes manières : décharges électriques, flashes ou photons (flux lumineux) qui sont alors absorbés. Les atomes excités ne sont pas dans un état stable et tendent toujours à revenir à l'état fondamental : c'est la « désexcitation ». Au cours de cette désexcitation, l'énergie peut être restituée sous forme de photons (transition radiative) ou sous forme de phonons qui sont des quanta d'énergie associés à des vibrations de la matière (transition non radiative).



**Figure II.1** : représentation schématique : a) de l'excitation d'un atome par absorption d'un photon, b) de la désexcitation d'un atome accompagnée de l'émission d'un photon.

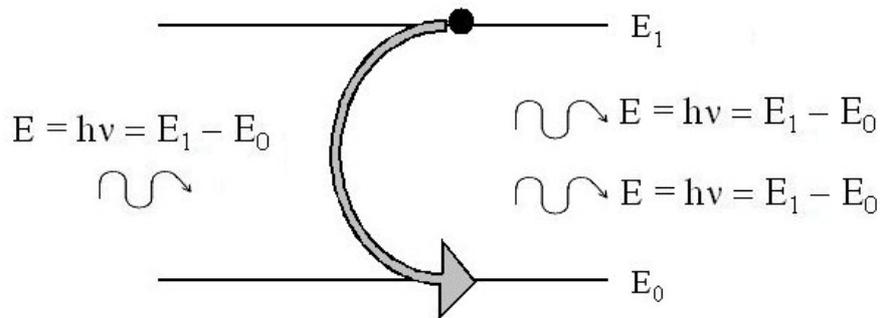
Sur la figure II.1a), un apport d'énergie  $E$  égal à la différence d'énergie entre les deux niveaux  $E_0$  et  $E_1$  ( $E = E_1 - E_0$ ) permet à un électron de passer du niveau fondamental ( $E_0$ ) au niveau d'énergie  $E_1$  plus élevé. Le phénomène de désexcitation radiative est schématisé sur figure II.1b). Un électron excité retombe à l'état fondamental. Ce phénomène s'accompagne de l'émission d'un photon d'énergie  $E_1 - E_0$ .

### II.2.2. Emissions spontanée et stimulée

Les phénomènes d'excitation et de désexcitation des atomes sont à la base de l'amplification optique. Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser plus particulièrement à l'émission des photons.

Une particule (atome, ion ou molécule) excitée ne peut pas rester indéfiniment dans cet état physique. Elle se désexcite naturellement vers un niveau d'énergie inférieure en émettant spontanément un photon dans le cas d'une transition radiative (émission spontanée).

Le photon émis possède une direction, une phase et une polarisation aléatoire et son énergie est égale à la différence d'énergie entre les 2 niveaux mis en jeu. On désigne par « durée de vie » le temps au bout duquel la densité de population d'un niveau a été divisée par  $e^1$  une fois l'excitation terminée.



**Figure II.2** : Principe de l'émission stimulée : désexcitation d'un ion du niveau  $E_1$  vers le niveau  $E_0$  provoquée par un photon incident d'énergie  $E = E_1 - E_0$ .

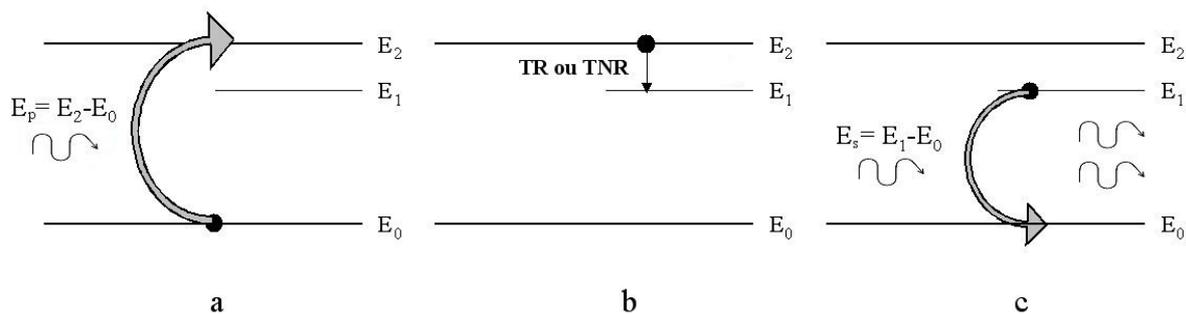
Sur la figure II.2 a été représenté le cas d'un atome excité sur le niveau d'énergie  $E_1$  et soumis à l'influence d'un photon incident d'énergie égale à  $E_1 - E_0$ . Cette influence induit la désexcitation de l'atome vers le niveau  $E_0$ , avec émission d'un photon (émission stimulée). Le photon émis est en tout point identique au photon incident (direction, phase, polarisation, énergie). C'est ce principe d'émission stimulée qui est à l'origine de l'amplification optique. Avec un tel système, c'est un photon « signal » (c'est-à-dire un photon du flux lumineux que l'on souhaite amplifier à une longueur d'onde  $\lambda$ ) qui est absorbé pour exciter un atome et un autre photon est ensuite restitué par émission stimulée. Globalement, le nombre de photons en sortie du dispositif est au plus égal à celui en entrée et ce système ne permet pas d'amplifier un rayonnement lumineux.

### II.2.3. Amplification optique

On peut décrire le principe de l'amplification optique en s'appuyant sur les phénomènes d'excitation des électrons et d'émission stimulée. Un faisceau est amplifié lorsque le nombre de photons engendrés par émission stimulée est supérieur au nombre de photons absorbés. On désigne par « densité de population », notée  $N$ , le nombre d'atomes dans un même état d'excitation. Pour un photon incident sur un atome donné, la probabilité qu'il provoque l'émission d'un deuxième photon doit être supérieure à la probabilité qu'il soit

absorbé. Le nombre d'atomes excités doit donc être supérieur au nombre d'atomes à l'état fondamental. En d'autres termes, l'inversion de population doit être réalisée. Un système à deux niveaux discrets tel que celui présenté au paragraphe II.2.2 ne permet pas d'amplifier un signal lumineux.

Considérons maintenant le cas d'un système où 3 niveaux d'énergie sont mis en jeu tel que celui présenté sur la figure II.3. L'inversion de population peut être obtenue par l'absorption d'un faisceau lumineux intense (« onde de pompe » dont l'énergie des photons est  $E_p = E_2 - E_0$ ) qui amène les atomes du niveau fondamental au niveau (2) (figure II.3.a). Si la durée de vie de ce niveau est courte, les atomes se désexcitent spontanément vers le niveau (1) d'énergie inférieure, par une transition le plus souvent non radiative (figure II.3.b). Ce niveau, de plus grande durée de vie, est appelé niveau métastable. Lorsque l'inversion de population entre le niveau fondamental et le niveau (1) est réalisée, les photons d'une onde « signal », d'énergie  $E_s = hc/\lambda = E_1 - E_0$ , qui traversent le milieu ont une probabilité de provoquer l'émission d'un photon identique supérieure à celle d'être absorbé. Le signal est donc amplifié (figure II.3.c).



**Figure II.3 :** a) Absorption d'un photon de pompe pour exciter un ion du niveau fondamental jusqu'au niveau d'énergie  $E_2$ , b) désexcitation spontanée d'un ion du niveau fondamental vers le niveau (1) (TR : transition radiative, TNR : transition non radiative), c) génération d'un deuxième photon signal par émission stimulée.

Le signal à amplifier d'énergie  $E_1 - E_0$  peut également être absorbé par un atome à l'état fondamental pour accéder au niveau (1). Cette absorption est néfaste puisqu'elle atténue le signal. Pour éviter cela, il faudra que le niveau fondamental soit très fortement dépeuplé par l'absorption d'un faisceau de pompe afin de réaliser l'inversion de population ( $N_1 > N_0$ ).

L'amplification d'un signal lumineux sera d'autant meilleure que l'inversion de population sera grande.

Nous avons vu dans le paragraphe II.2.2 que la désexcitation spontanée d'atomes du niveau métastable vers le niveau fondamental s'accompagne de l'émission de photons qui ne sont pas corrélés avec les photons « signal », et qui constituent une source de bruit vis à vis du signal à amplifier. Parmi ces photons, seuls ceux qui sont dans le cône d'ouverture numérique de la fibre peuvent se propager. Au cours de leur propagation, ils provoquent la désexcitation d'atomes du niveau métastable, induisant ainsi l'amplification du bruit au détriment du signal : c'est l'émission spontanée amplifiée (en anglais Amplified Spontaneous Emission ou ASE).

Pour amplifier un signal optique au sein d'une fibre, il faut incorporer à la silice du cœur (matrice hôte) des éléments opérant suivant les principes énoncés ci-dessus (éléments actifs). Ces éléments appartiennent le plus souvent à la famille des terres rares. La silice du cœur « dopée aux terres rares » constitue donc le milieu amplificateur. L'intérêt de réaliser l'amplification au sein même d'une fibre optique est de pouvoir facilement intégrer l'amplificateur dans une ligne de transmission. Les fibres de lignes et les fibres amplificatrices n'ayant pas les mêmes caractéristiques optogéométriques, les connexions peuvent nécessiter des systèmes d'adaptation pour assurer un bon couplage entre les guides. Le prochain paragraphe est consacré aux fibres optiques amplificatrices.

### II.3. Fibres optiques de silice dopées aux terres rares

Il existe plusieurs types de matériaux permettant la fabrication de fibres optiques (verres d'oxyde de silicium, verres fluorés, plastiques, etc.). Dans le cadre des télécommunications, les fibres optiques sont généralement obtenues à partir de verre d'oxyde de silicium, plus couramment appelé silice ( $\text{SiO}_2$ ). Dans la suite de ce manuscrit, nous ne nous intéresserons qu'à ce type de fibre. Les premières fibres actives ont été obtenues en introduisant des ions de terres rares optiquement actifs dans les structures vitreuses. Dans ce paragraphe, nous évoquerons tout d'abord les terres rares de manière générale avant de nous intéresser plus particulièrement aux propriétés de l'ion erbium. Cet élément permet

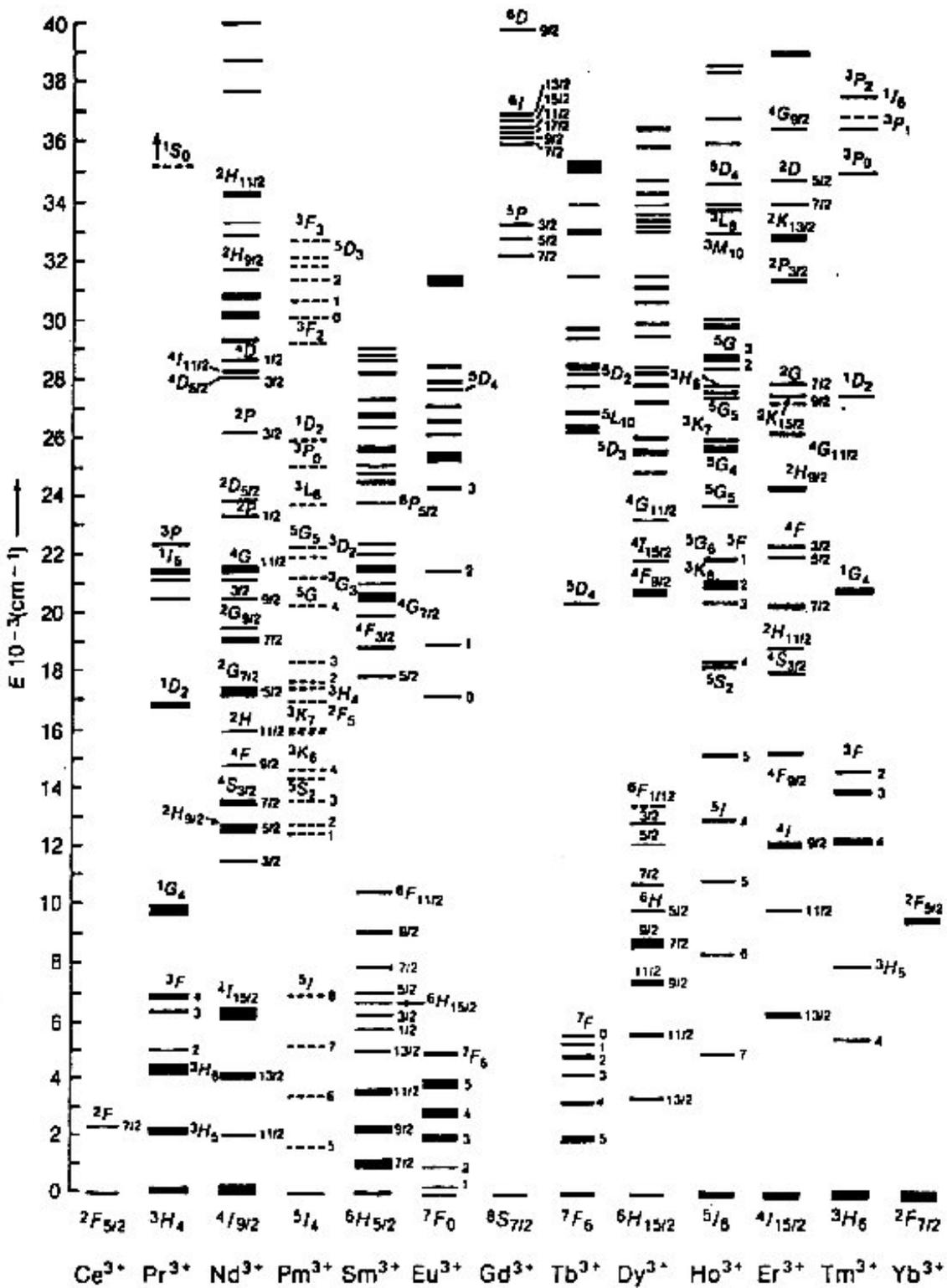
d'amplifier des signaux lumineux dont les longueurs d'onde sont comprises dans la troisième fenêtre de transparence de la silice. Il est par conséquent couramment utilisé pour les télécommunications optiques.

### II.3.1. Les ions de terres rares

Dans la classification périodique des éléments, les terres rares appartiennent à la famille des lanthanides (figure II.4). La configuration électronique de ces éléments est la suivante :  $[Xe] 6s^2 4f^{0-14} 5d^{0-1}$  [22]. Leurs couches internes possèdent la même configuration que le Xénon (Xe). Les couches externes constituées des couches 6s, 4f et 5d sont à l'origine des propriétés optiques des lanthanides. Le remplissage de ces couches respecte la règle de Klechkowski [23]. La couche 6s étant saturée, la couche 4f se remplit progressivement jusqu'à saturation (soit 14 électrons) puis commence le remplissage de la couche 5d. Seuls le Lanthane et le Gadolinium font exception puisque que leurs couches 5d portent un électron alors que leurs couches 4f sont non saturées. L'ionisation de ces éléments donne généralement lieu à la formation d'ions trivalents (3+), les électrons étant « prélevés » sur les couches 6s et 4f.

1 1a	2 IIa											13 IIIa	14 IVa	15 Va	16 VIa	17 VIIa	18 VIIIa	
1 H	2 He											5 B	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne	
3 Li	4 Be											13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar	
11 Na	12 Mg	3 IIIb	4 IVb	5 Vb	6 VIb	7 VIIb	8 VIIIb	9 VIIIb	10 VIIIb	11 IB	12 IIB	13 Ga	14 Ge	15 As	16 Se	17 Br	18 Kr	
19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr	
37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe	
55 Cs	56 Ba	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn		
87 Fr	88 Ra	104 Unq	105 Unp	106 Unh	107 Ns	108 Hs	109 Mt											
		57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu		
		89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	103 Lr		

**Figure II.4** : Place des lanthanides dans la classification périodique des éléments.



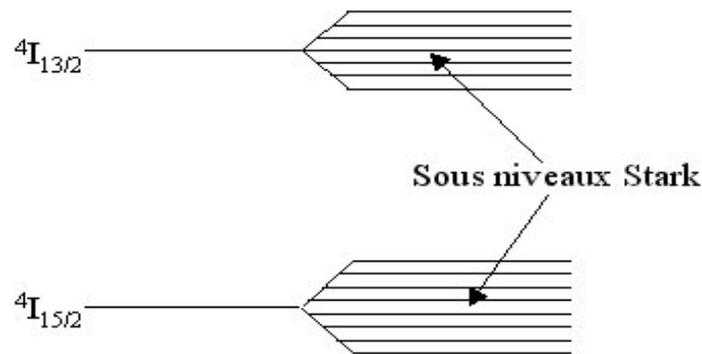
**Figure II.5** : Diagramme énergétique des ions de terres rares (d'après [24]).

Les différentes transitions énergétiques des ions de terres rares sont présentées sur la figure II.5. On choisit les terres rares en fonction de leur(s) transition(s) radiative(s) qui doivent correspondre aux longueurs d'onde de travail recherchée. Ainsi, l'Ytterbium est utilisé pour la réalisation de fibres amplificatrices et de lasers autour de  $1\mu\text{m}$ . On pourra utiliser le Thulium pour amplifier des longueurs d'onde de la bande S [1480-1520nm]. Dans le cadre de notre étude sur les amplificateurs à fibres optiques, nous nous intéresserons plus particulièrement au cas des ions Erbium ( $\text{Er}^{3+}$ ). Cet élément présente la particularité de posséder une transition radiative autour de 1550nm, longueur d'onde correspondant à la troisième fenêtre de transparence de la silice (faible atténuation du matériau), et par conséquent couramment utilisée dans le cadre des télécommunications optiques. Le niveau fondamental de l'ion trivalent  $\text{Er}^{3+}$  est le niveau  $^4\text{I}_{15/2}$ . Différents rayonnements de pompe permettent d'exciter les électrons du niveau fondamental. Nous les présenterons dans le paragraphe II.4.1. Les électrons peuvent ensuite se désexciter vers le niveau métastable  $^4\text{I}_{13/2}$  dont la durée de vie est suffisamment élevée pour favoriser la désexcitation stimulée au détriment de l'émission spontanée. La transition du niveau  $^4\text{I}_{13/2}$  vers le niveau fondamental est une transition radiative à une longueur d'onde proche de 1550nm.

### II.3.2. Elargissements homogène et inhomogène

Si on considère un modèle simplifié, l'ion  $\text{Er}^{3+}$  possède une transition radiative entre les niveaux  $^4\text{I}_{13/2}$  et  $^4\text{I}_{15/2}$  accompagnée de l'émission de photons à une longueur d'onde précise, proche de 1530nm. Cependant, la raie d'émission est élargie pour les raisons suivantes :

Tout d'abord, nous avons jusqu'ici considéré que les différentes transitions se faisaient entre des niveaux d'énergie discrets. En fait, la distribution de charges dans le matériau hôte génère un champ cristallin entourant l'ion de terre rare. Ce champ provoque la levée de la dégénérescence des niveaux  $^4\text{I}_{13/2}$  et  $^4\text{I}_{15/2}$  qui éclatent respectivement en 7 et 8 sous niveaux : c'est l'effet Stark. On peut alors obtenir 56 transitions différentes (figure II.6) [25].

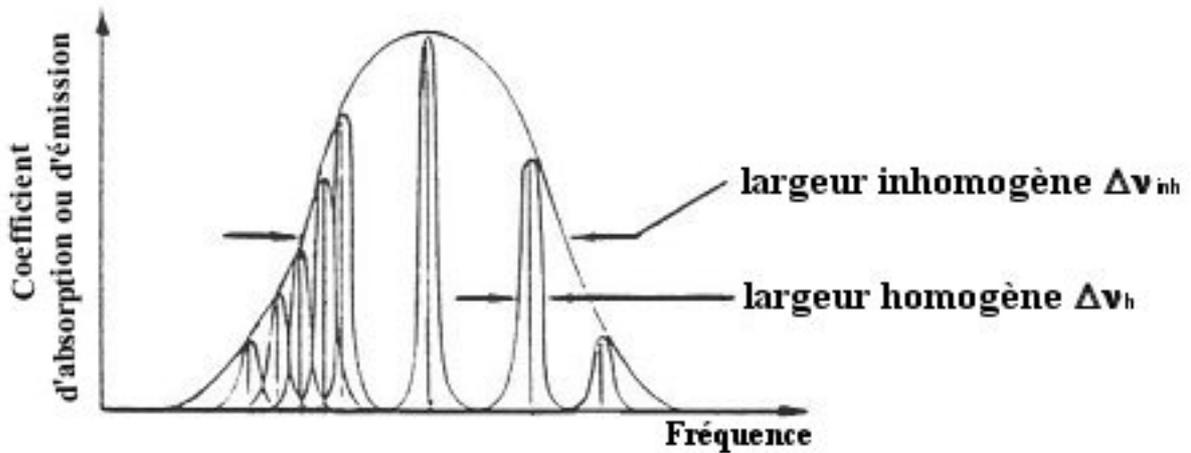


**Figure II.6** : Représentation schématique des sous niveaux Stark pour les niveaux  ${}^4I_{13/2}$  et  ${}^4I_{15/2}$  dans le cas de l'erbium.

De plus, la désexcitation spontanée donne lieu à une oscillation du champ électromagnétique émis comparable à celle d'un oscillateur amorti dont le coefficient d'amortissement serait égal à l'inverse de la durée de vie de la transition. La désexcitation du champ émis, exponentiellement décroissante en fonction du temps, est à l'origine de l'élargissement des raies spectrales. On observe alors un rayonnement non monochromatique. Les transitions entre deux sous niveaux donnés subissent toutes cet élargissement de manière identique : il s'agit d'un *élargissement homogène*.

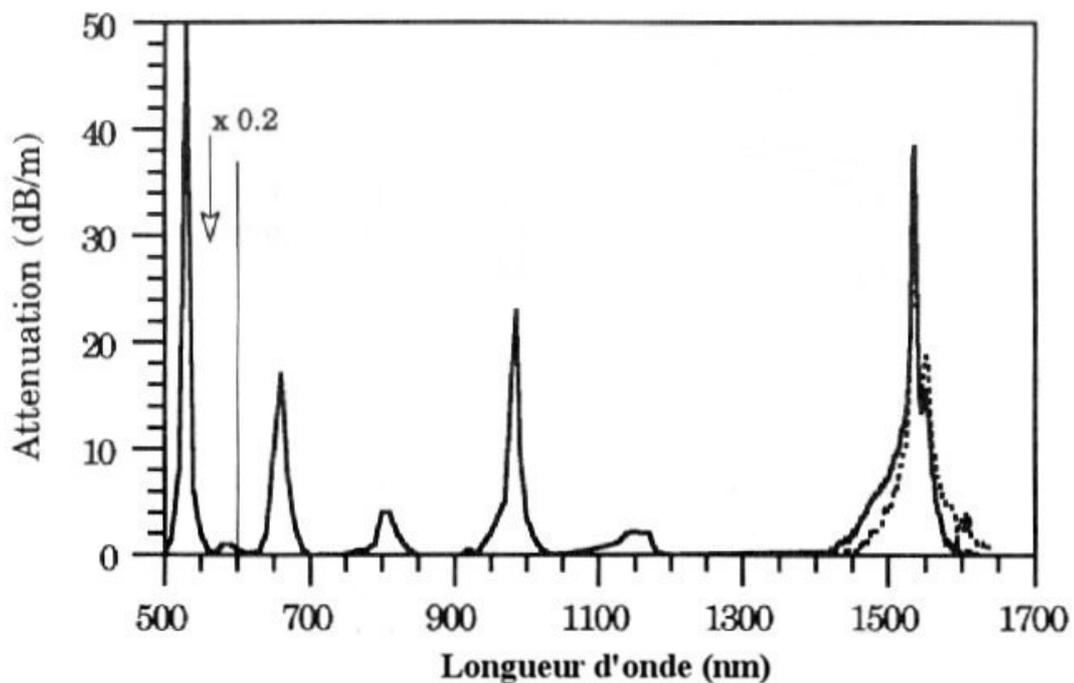
Il existe un autre type d'élargissement dû cette fois-ci à la répartition spatiale des ions dans la matrice vitreuse. Tous les ions ne sont pas soumis au même champ cristallin et ils émettent par conséquent des photons à des fréquences  $\nu$  légèrement différentes. On parle de classe d'ions pour désigner tous les ions ayant des raies à des fréquences  $\nu$  identiques.  $\nu$  est alors une variable aléatoire et elle peut être caractérisée par une loi de distribution gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est appelée *élargissement inhomogène*.

Sur la figure II.7 ont été représentés schématiquement les élargissements homogène et inhomogène des raies d'émission d'un type d'ion donné. On peut remarquer pour chaque paquet d'ions l'élargissement homogène  $\Delta\nu_h$  inclus sous la gaussienne de largeur inhomogène  $\Delta\nu_{inh}$ . Dans un matériau amorphe tel que le verre, l'élargissement inhomogène est largement supérieur à l'élargissement homogène.



**Figure II.7** : Représentation schématique des élargissements homogène et inhomogène des raies spectrales (d'après [26]).

La combinaison des élargissements spectraux avec l'effet Stark est à l'origine des spectres d'absorption et d'émission (fluorescence) du matériau considéré. Ces spectres dépendent bien évidemment de la nature des ions utilisés mais également des différents co-dopants introduits dans la matrice vitreuse afin d'en modifier les propriétés (figure II.8).



**Figure II.8** : Spectre d'absorption pour une fibre dopée erbium typique (trait plein) (partie de gauche réduite d'un facteur 5) et spectre de fluorescence (pointillés) [27].

### II.3.3. Sections efficaces d'absorption et d'émission

L'éclatement des niveaux d'énergie en sous niveaux Stark, comme nous venons de le voir, augmente le nombre de transitions possibles entre les niveaux  $^4I_{13/2}$  et  $^4I_{15/2}$  et provoque un élargissement spectral des raies émises ou absorbées. La capacité qu'a une fibre dopée à émettre ou absorber un rayonnement est donc une fonction de la longueur d'onde. Pour traduire cette aptitude, on définit les sections efficaces d'absorption et d'émission.

Prenons l'exemple des sections efficaces d'absorption. Pour cela, on considère un flux lumineux d'intensité  $P$  et de longueur d'onde  $\lambda$  incident sur un échantillon de matériau absorbant de surface  $S$  et d'épaisseur  $dz$  (figure II.9). La densité volumique des ions dopants est notée  $\eta_a$ . La section efficace d'absorption  $\sigma_a(\lambda)$  peut être vue comme la surface de capture d'un ion absorbant pour le rayonnement  $\lambda$ . On peut déterminer la surface absorbante totale  $S_{abs}(\lambda) = (\eta_a \cdot S \cdot dz) \cdot \sigma_a(\lambda)$  vue par le flux lumineux.

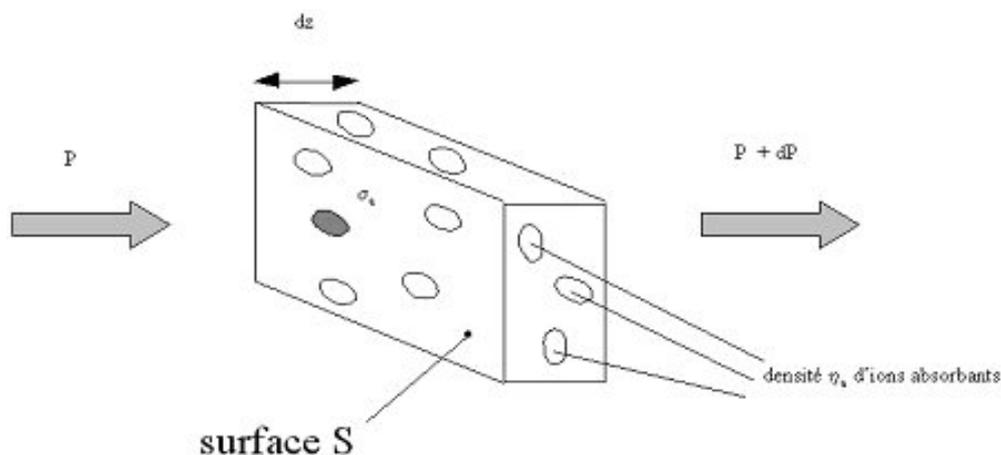
Sous l'hypothèse qu'aucun photon n'est émis dans le matériau à la longueur d'onde  $\lambda$ , la puissance  $dP$  absorbée lors de la traversée de la tranche est donnée par :

$$dP = -\eta_a \cdot dz \cdot \sigma_a(\lambda) \cdot P \quad (II.1)$$

A partir de l'équation (II.1), on peut déterminer l'expression de l'évolution de la puissance du flux lumineux traversant le matériau. On obtient :

$$P(z) = P_0 \cdot e^{-\eta_a \cdot \sigma_a(\lambda) \cdot z} \quad (II.2)$$

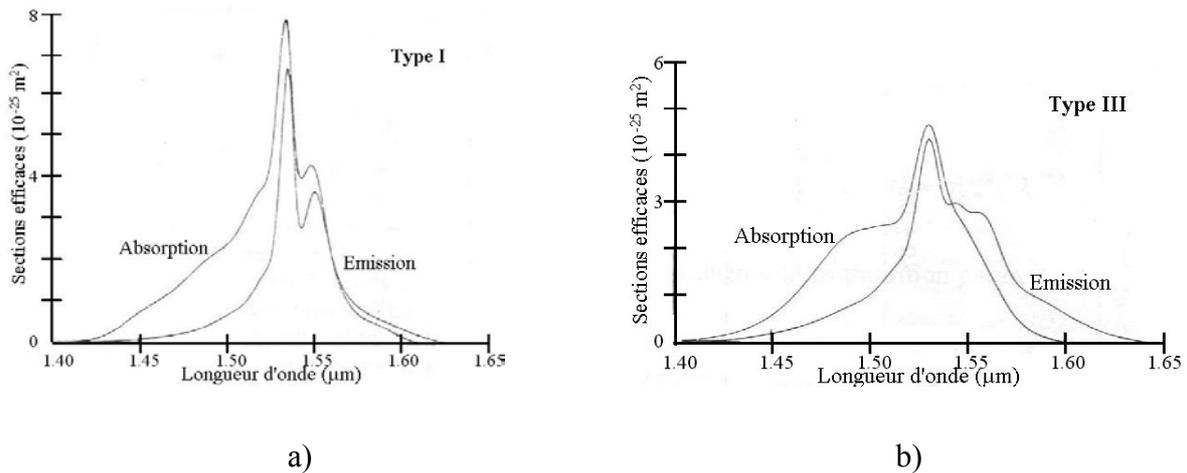
où  $P_0$  est la puissance incidente en  $z = 0$ .



**Figure II.9** : Illustration schématique de la notion de section efficace d'absorption.

De la même manière, on peut définir des sections efficaces d'émission notées  $\sigma_e(\lambda)$ . Finalement, les sections efficaces apparaissent donc comme des grandeurs homogènes à des surfaces. La valeur des sections efficaces est d'autant plus grande qu'une transition est plus probable. Il est important de noter qu'une section efficace est définie pour une longueur d'onde donnée. A titre d'exemple, les sections efficaces d'émission et d'absorption de l'erbium ont été représentées sur la figure II.10 pour différents types de matrice hôtes.

De l'observation des sections efficaces présentées sur la figure II.10, on remarque qu'à 1535nm, les sections efficaces d'absorption sont plus élevées que celles d'émission. Une fibre dopée  $\text{Er}^{3+}$  a donc une plus grande capacité à absorber un rayonnement à cette longueur d'onde. A 1550nm, on observe le phénomène inverse d'où une plus grande capacité du matériau à émettre qu'à absorber à cette longueur d'onde.



**Figure II.10** : Sections efficaces d'absorption et d'émission en fonction de longueur d'onde, obtenues pour une fibre dopée  $\text{Er}^{3+}$  dans une matrice : a) de type I (germanosilicate), b) de Type III (alumino-germanosilicate) [28].

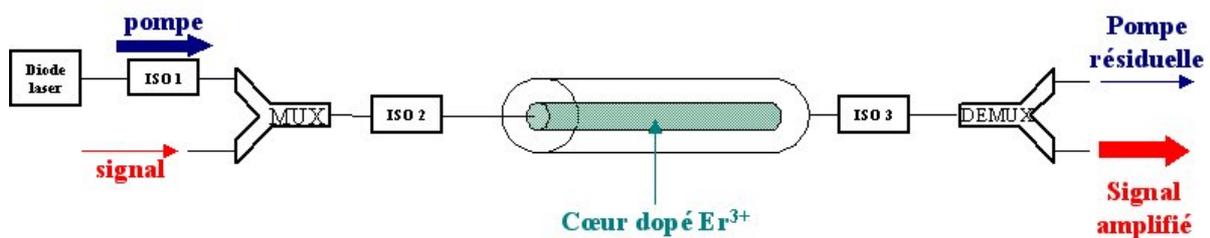
La valeur des sections efficaces dépend de la concentration en ions dopés, des co-dopants introduits dans la fibre, de l'homogénéité du dopage etc. La détermination des sections efficaces peut être obtenue expérimentalement à partir de l'atténuation linéique de la fibre et de son spectre de fluorescence (voir chapitre IV).

## II.4. Caractéristiques d'un amplificateur optique

Nous avons déjà défini le principe et les mécanismes de l'amplification optique. Nous allons maintenant nous intéresser plus précisément aux caractéristiques d'un amplificateur (évolution de la puissance en fonction de la position dans la fibre et du temps, gain, bruit, etc.).

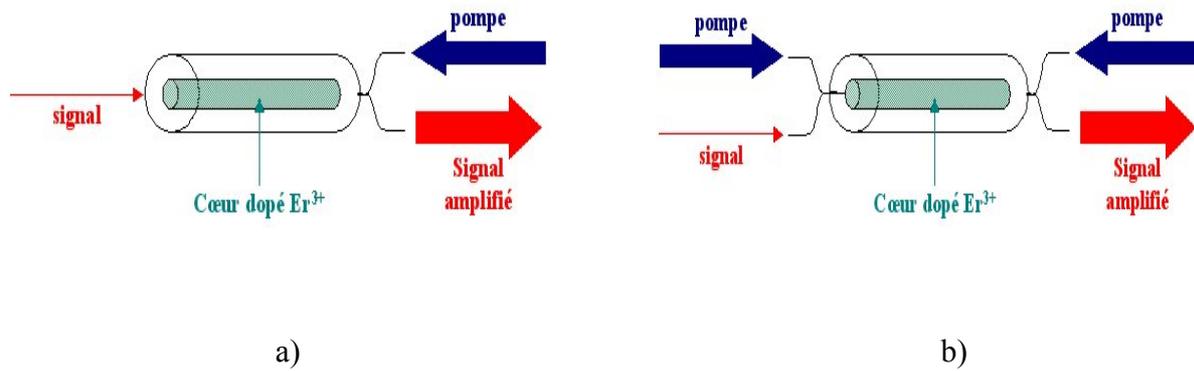
### II.4.1. Différents types de pompage optique

L'élément principal d'un amplificateur optique est la fibre optique dopée aux terres rares. Le système amplificateur est présenté de manière schématique et simplifiée sur la figure II.11.



**Figure II.11** : Schéma de principe d'un amplificateur optique.

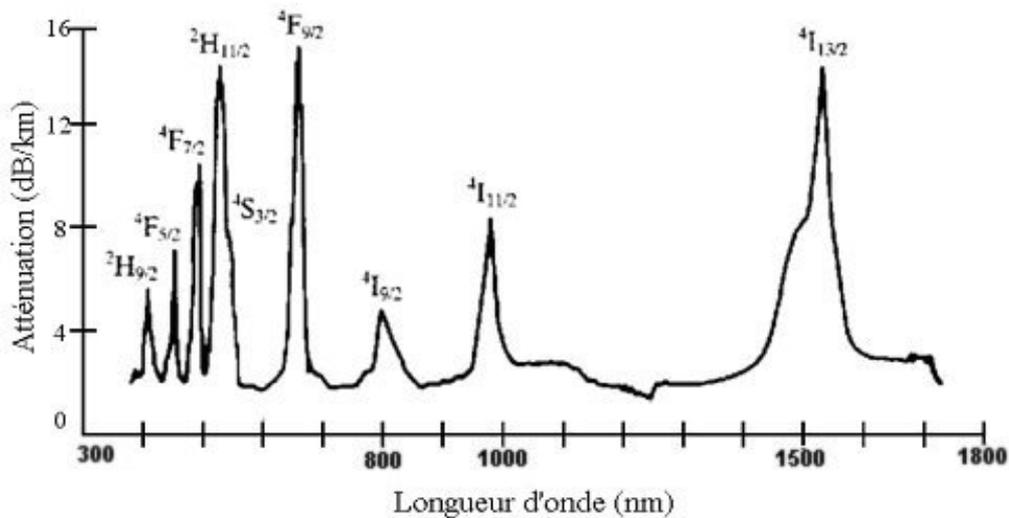
L'onde de pompe (de longueur d'onde  $\lambda_p$ ) est délivrée par une diode laser et injectée dans la fibre optique simultanément avec le signal (de longueur d'onde  $\lambda_s$ ) par l'intermédiaire d'un multiplexeur. Dans cette configuration, on parle de pompage co-propagatif puisque le signal et la pompe se propagent dans le même sens. Des isolateurs peuvent être utilisés pour une meilleure stabilité de la puissance de pompe (ISO 1), ou pour éviter que la lumière rétro-guidée ne remonte jusqu'aux sources et ne les perturbe (ISO 2). Dans la fibre optique dopée aux terres rares, la pompe est absorbée au profit du signal qui est amplifié. En sortie de fibre, on peut placer un autre isolateur (ISO 3) afin d'empêcher tout retour du signal de ligne vers la fibre amplificatrice. En l'absence de cet isolateur, lorsque l'on emploie des connecteurs en amont et en aval, il peut exister des réflexions à leur niveau créant une boucle d'amplification du signal (effet laser). On peut également placer en sortie un démultiplexeur pour séparer la pompe résiduelle éventuelle du signal ou un filtre ne laissant passer que le signal.



**Figure II.12** :a) pompage contra-propagatif. b) pompage bidirectionnel.

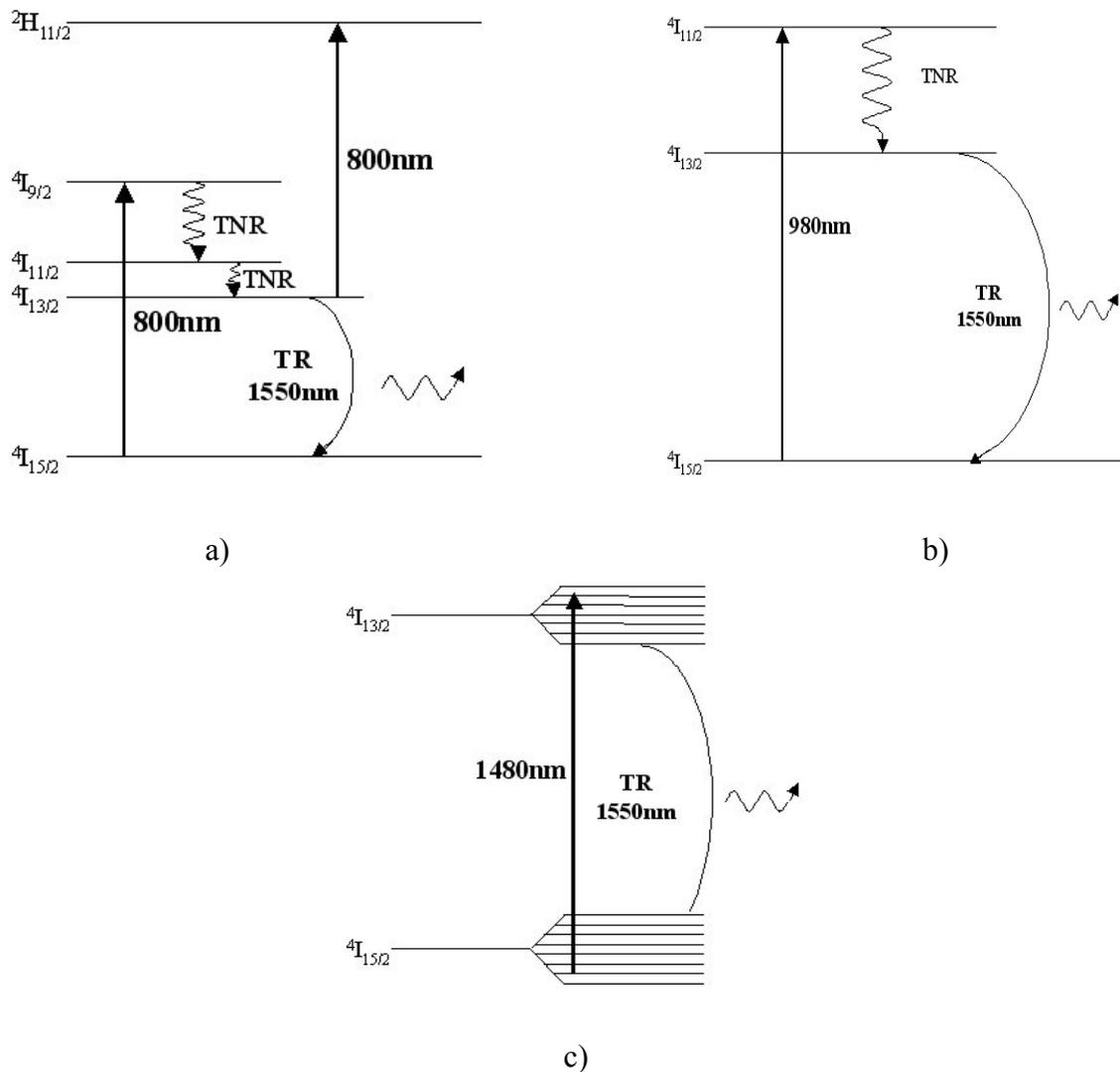
Dans le cas du pompage co-propagatif, la puissance de pompe est suffisamment forte en début de fibre amplificatrice pour exciter une forte proportion des ions de terres rares et créer une forte inversion de population. Le signal est donc fortement amplifié dès les premiers mètres de fibre. Au cours de la propagation, la puissance de pompe disponible décroît et l'inversion de population diminue. Au-delà d'une certaine longueur de fibre, l'inversion de population n'est plus suffisante pour permettre l'amplification et le signal est absorbé. Sur la figure II.12.a) a été représenté le cas d'un pompage contra-propagatif où la pompe et le signal ont des directions de propagation opposées. Dans ce cas, l'inversion de population est plus grande en fin de fibre, le signal est alors amplifié progressivement au cours de la propagation. Cette configuration est plus favorable à l'obtention de forts gains. Cependant, le rapport signal à bruit se trouve dégradé [28]. Les deux types de pompages peuvent être utilisés simultanément (figure II.12.b) afin d'obtenir des performances optimales. L'inconvénient de cette configuration est qu'elle est plus complexe et plus coûteuse puisqu'elle nécessite un plus grand nombre de composants. Par la suite, nous ne considérons que le cas du pompage co-propagatif qui est la configuration la plus utilisée.

L'étude du spectre d'absorption de l'erbium montre que plusieurs longueurs d'onde peuvent être utilisées pour le pompage (figure II.13). Les longueurs d'onde les plus utilisées sont 800nm, 980nm et 1480nm [29] et permettent d'obtenir respectivement des systèmes amplificateurs à 3 ou 4 niveaux ou de type quasi 3 niveaux (figure II.14).



**Figure II.13** : Spectre d'absorption de l'erbium [30].

Le premier type de pompage considéré est le pompage à 800nm qui peut être réalisé grâce à des diodes lasers AlGaAs. Sur la figure II.14.a), on note qu'un faisceau de pompe à 800nm permet d'exciter les électrons du niveau fondamental jusqu'au niveau  $^4I_{9/2}$ . Deux transitions non radiatives ( $^4I_{9/2}$  vers  $^4I_{11/2}$  et  $^4I_{11/2}$  vers  $^4I_{13/2}$ ) permettent aux ions de se désexciter vers le niveau métastable  $^4I_{13/2}$ . Comme nous l'avons vu précédemment, la désexcitation stimulée des ions du niveau  $^4I_{13/2}$  vers le niveau fondamental par une onde signal autour de 1550nm, permet l'amplification de ce signal. Les gains obtenus dans cette configuration sont limités par un effet parasite : l'absorption par état excité (en anglais Excited State Absorption ou ESA). Un ion excité au niveau  $^4I_{13/2}$  peut à nouveau absorber un photon de pompe pour accéder au niveau  $^2H_{11/2}$ . Même si en se désexcitant cet ion revient sur le niveau métastable  $^4I_{13/2}$ , il aura néanmoins « consommé » un photon de pompe dont l'énergie aura été perdue au cours de transitions non radiatives ou encore sous la forme d'un photon à une autre longueur d'onde.



**Figure II.14** : Niveaux d'énergie mis en jeu pour un pompage : a) à 800nm, b) à 980 nm, c) à 1480nm dans le cas de l'ion  $\text{Er}^{3+}$ .

Le premier type de pompage considéré est le pompage à 800nm qui peut être réalisé grâce à des diodes lasers AlGaAs. Sur la figure II.14.a), on note qu'un faisceau de pompe à 800nm permet d'exciter les électrons du niveau fondamental jusqu'au niveau  $^4\text{I}_{9/2}$ . Deux transitions non radiatives ( $^4\text{I}_{9/2}$  vers  $^4\text{I}_{11/2}$  et  $^4\text{I}_{11/2}$  vers  $^4\text{I}_{13/2}$ ) permettent aux ions de se désexciter vers le niveau métastable  $^4\text{I}_{13/2}$ . Comme nous l'avons vu précédemment, la désexcitation stimulée des ions du niveau  $^4\text{I}_{13/2}$  vers le niveau fondamental par une onde signal autour de 1550nm, permet l'amplification de ce signal. Les gains obtenus dans cette configuration sont limités par un effet parasite : l'absorption par état excité (en anglais Excited State Absorption ou ESA). Un ion excité au niveau  $^4\text{I}_{13/2}$  peut à nouveau absorber un photon de pompe pour accéder au niveau  $^2\text{H}_{11/2}$ . Même si en se désexcitant cet ion revient sur

le niveau métastable  $^4I_{13/2}$ , il aura néanmoins « consommé » un photon de pompe dont l'énergie aura été perdue au cours de transitions non radiatives ou encore sous la forme d'un photon à une autre longueur d'onde.

Le deuxième type de pompage peut être obtenu avec un faisceau ayant une longueur d'onde de 980nm (figure II.14.b)). Dans ce cas, on est en présence d'un système à trois niveaux tel que nous l'avons présenté dans le paragraphe II.2.3. Un photon de pompe à 980nm permet d'exciter un électron du niveau  $^4I_{15/2}$  vers le niveau  $^4I_{11/2}$ . La durée de vie de ce niveau est très faible et un électron présent sur ce niveau se désexcite très rapidement vers le niveau métastable  $^4I_{13/2}$  lors d'une transition non radiative. Un signal de longueur d'onde proche de 1550nm pourra alors être amplifié de la même manière que lors d'un pompage à 800nm. L'ion erbium présente une faible section efficace d'émission autour de 980nm ce qui permet de réaliser presque complètement l'inversion de population. Avec ce type de pompage, la dégradation du rapport signal à bruit à la traversée de l'amplificateur est minimale, à condition que la puissance d'entrée soit suffisamment importante [31]. Pour ce type de pompage, on peut également observer le phénomène d'ESA, même s'il est beaucoup moins important qu'à 800nm [32].

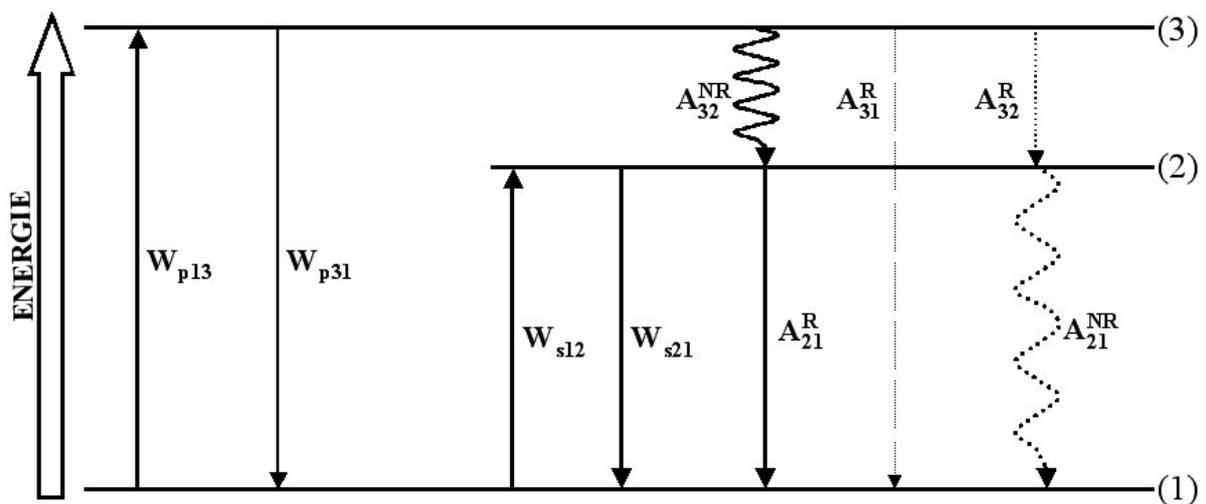
Enfin, un pompage à 1480nm peut également être utilisé. En première approche, il semble que l'on se trouve alors en présence d'un système à deux niveaux. Cependant, l'éclatement des niveaux discrets en sous niveaux Stark fait apparaître un fonctionnement de type quasi-3 niveaux (figure II.14.c). Les ions au niveau fondamental sont directement excités vers le niveau métastable  $^4I_{13/2}$ . Ce type de pompage permet lui aussi d'obtenir de fortes valeurs de gain mais le rapport signal à bruit est plus faible qu'avec un pompage à 980nm et il se dégrade d'autant plus vite que la puissance d'entrée est faible [31],[33]. Le pompage à 1480nm ne donne pas lieu au phénomène d'ESA mais il ne permet pas d'obtenir une forte inversion de population d'où une dégradation du rapport signal à bruit [31]. Notons que les longueurs d'onde de signal et de pompe étant proches, il y a peu de déperdition d'énergie dans le processus « absorption d'un photon de pompe-émission d'un photon signal ».

Par la suite, nous choisirons le pompage à 980nm puisqu'il permet de concilier un gain élevé avec une dégradation du rapport signal à bruit relativement réduite.

### II.4.2. Equations d'évolution

Dans le cadre de notre étude, nous considérons le cas de fibres optiques dopées  $\text{Er}^{3+}$  destinées à l'amplification autour de 1550nm pour les télécommunications optiques. Nous allons maintenant déterminer les équations qui régissent l'évolution des puissances de pompe, de signal et de la densité spectrale de bruit, dans le cas du pompage à 980nm. L'objectif de ce travail est de connaître les valeurs de ces grandeurs en fonctions des paramètres tels que la longueur de fibre ou la concentration en ions dopants. Une fois ces relations définies, il sera possible d'accéder au gain de l'amplificateur, caractéristique indispensable pour le reste de notre étude.

Sur la figure II.15, nous rappelons les niveaux et les différentes transitions mis en jeu pour l'amplification de signaux à 1550nm par l'ion erbium pompé à 980nm. On définit par « taux de transition » entre deux niveaux, le nombre de transition par seconde entre ces niveaux.



**Figure II.15** : Diagramme d'énergie de l'ion erbium et taux de transition entre les niveaux lors d'un pompage à 980nm (A : transition spontanée, W : transition stimulée) [80],[28].

Les niveaux (1), (2) et (3) correspondent respectivement aux niveaux  $^4I_{15/2}$ ,  $^4I_{13/2}$  et  $^4I_{11/2}$ .  $W_{p13}$  représente le taux d'absorption d'un photon de pompe par un ion du niveau (1) et  $W_{p31}$  est le taux d'émission stimulée à la longueur d'onde de pompe. Pour obtenir les meilleures performances en terme d'amplification, nous savons qu'il faut chercher une inversion de population la plus grande possible, voire quasi-totale. Pour cela, les ions actifs

doivent avoir une forte valeur de  $W_{p13}$  et un taux  $W_{p31}$  faible, afin qu'une proportion maximale d'entre eux soit excitée par la pompe vers le niveau (3) et puisse participer au processus d'amplification. On peut remarquer l'existence d'un certain nombre de transitions spontanées à partir du niveau (3). On note  $A_{31}^R$  et  $A_{32}^R$  les taux de transitions radiatives respectivement de (3) vers (1) et de (3) vers (2), et  $A_{32}^{NR}$  le taux de transition non radiative de (3) vers (2). Par la suite on considérera que  $A_{32}^{NR}$  est suffisamment grand devant  $W_{p31}$ ,  $A_{31}^R$  et  $A_{32}^R$  pour que ces trois taux puissent être négligés [28]. On note  $W_{s12}$  et  $W_{s21}$  respectivement les taux d'absorption et d'émission stimulée du signal.  $W_{s12}$  est d'autant plus faible et les performances en terme de gain de l'amplificateur sont d'autant meilleures que l'inversion de population est plus élevée. Enfin, on note  $A_{21}^R$  et  $A_{21}^{NR}$  les taux de transitions radiatives et non radiatives dues à la désexcitation spontanée des ions au niveau  ${}^4I_{13/2}$ . Dans le cas de l'erbium, on a  $A_{21}^R \gg A_{21}^{NR}$  [28], on pourra par la suite négliger le taux de transition non radiative du niveau (2) vers (1). On note généralement  $\tau$  la durée de vie du niveau métastable  ${}^4I_{13/2}$  et on montre que  $\tau = 1/A_{21}^R$  [28]. Rappelons que la désexcitation spontanée des ions au niveau métastable au cours de transitions radiatives est un phénomène à l'origine du bruit de l'amplificateur et nous traiterons ce problème du bruit dans le paragraphe II.4.6.1.

#### II.4.2.1. Equations d'évolution des densités volumiques de population

On appelle  $N1$ ,  $N2$  et  $N3$  les densités volumiques de population des niveaux d'énergie (1), (2) et (3). Compte tenu des simplifications citées ci-dessus, les variations de densités de population des différents niveaux sont données par les relations suivantes [28] :

$$\frac{dN1}{dt} = -W_{p13}N1 - W_{s12}N1 + W_{s21}N2 + A_{21}^R N2 \quad (\text{II.3})$$

$$\frac{dN2}{dt} = W_{s12}N1 - W_{s21}N2 - A_{21}^R N2 + A_{32}^{NR} N3 \quad (\text{II.4})$$

$$\frac{dN3}{dt} = W_{p13}N1 - A_{32}^{NR} N3 \quad (\text{II.5})$$

On appelle  $\rho_{er}$  la densité volumique d'ions erbium contenue dans l'amplificateur. C'est la somme des densités volumiques de population des niveaux d'énergie peuplés, c'est-à-dire les niveaux (1), (2) et (3) :

$$\rho_{er} = N_1 + N_2 + N_3 \quad (\text{II.6})$$

La durée de vie des ions erbium sur le niveau 3 étant très faible, on peut négliger la valeur de  $N_3$  dans l'expression ci-dessus.

#### II.4.2.2. Equations d'évolution longitudinale de puissance

Les valeurs des puissances lumineuses aux longueurs d'onde de pompe et de signal dépendent de la position longitudinale dans la fibre. Leurs variations locales sont liées au type de pompage utilisé et aux densités volumiques d'ions erbium sur les différents niveaux à l'endroit considéré.

Dans le cas d'un pompage à 980nm, comme  $A_{31}^R$  est très petit, on néglige la réémission du niveau (3) vers le niveau (1). L'évolution spatio-temporelle de la pompe est déduite de l'équation (II.1).

$$\frac{dP_p(r, t, z)}{dz} = -N_1(r, t, z)\sigma_a(\lambda_p)P_p(r, t, z) \quad (\text{II.7})$$

où  $r$  est la distance entre la position considérée sur la section droite et l'axe de la fibre.

On cherche la valeur de la puissance de pompe à un instant  $t$  donné et dans une section droite située à une position  $z$  fixée, c'est-à-dire la valeur moyenne de cette puissance  $\overline{P_p}(t, z)$  sur toute la section transverse de la fibre. Il est alors nécessaire de calculer l'intégrale de l'équation (II.7) suivant toute cette section transverse. Pour cela, on définit préalablement la répartition transverse normalisée de la pompe  $I_p(r)$  de la manière suivante  $I_p(r) = P_p(r, t, z) / \overline{P_p}(t, z)$ . De même pour la densité de population  $N_1(r, t, z)$ , on peut calculer la valeur moyenne  $\overline{N_1}(t, z)$  sur la section transverse et on définit la répartition transverse normalisée d'ions absorbants  $I_n(r)$  par la relation  $I_n(r) = N_1(r, t, z) / \overline{N_1}(t, z)$ .

L'équation d'évolution de la puissance de pompe ne fait apparaître qu'un terme lié à l'absorption des photons de pompe :

$$\int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \frac{dP_p(r, t, z)}{dz} r dr d\theta = -\sigma_a(\lambda_p) \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} N_1(t, z) I_n(r) P_p(t, z) I_p(r) r dr d\theta \quad (\text{II.8})$$

On note  $\Gamma_p = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} I_n(r) I_p(r) r dr d\theta$  le facteur de recouvrement. Il traduit le recouvrement entre la région dopée en ions  $\text{Er}^{3+}$  et la répartition transverse de la puissance de pompe, et on obtient finalement la variation longitudinale de la puissance de pompe :

$$\frac{dP_p(t, z)}{dz} = -\sigma_a(\lambda_p) N_1(t, z) \Gamma_p P_p(t, z) \quad (\text{II.9})$$

Il est également possible d'établir une équation traduisant l'évolution longitudinale de la puissance de signal  $\overline{P_s}(t, z)$  en tenant compte à la fois de l'absorption de cette puissance par les ions à l'état fondamental et de son amplification liée à la désexcitation stimulée des ions à l'état métastable. Cette équation, déterminée en suivant le même raisonnement que celui mené pour le calcul de la puissance de pompe, est la suivante :

$$\frac{dP_s(t, z, \lambda_s)}{dz} = [\sigma_e(\lambda_s) N_2(t, z) - \sigma_a(\lambda_s) N_1(t, z)] \Gamma_s(\lambda_s) P_s(t, z, \lambda_s) \quad (\text{II.10})$$

Enfin, il nous faut également considérer l'évolution de la densité spectrale de bruit générée par l'ASE. On notera cette densité  $S_{ASE}(\lambda, z)$ . L'équation d'évolution longitudinale de la densité spectrale de bruit obéit à une loi en tout point analogue à celle régissant la puissance signal :

$$\frac{dS_{ASE}(t, z, \lambda)}{dz} = [\sigma_e(\lambda) N_2(t, z) - \sigma_a(\lambda) N_1(t, z)] \Gamma_s(\lambda) S_{ASE}(t, z, \lambda) \quad (\text{II.11})$$

La relation (II.11) est incomplète car elle ne prend pas en compte le bruit généré en une position par l'émission spontanée de photons. Ces photons de bruit sont émis dans des directions quelconques et seuls les photons émis dans le cône d'acceptance de la fibre peuvent être guidés. Comme ces derniers peuvent se propager vers l'amont ou l'aval de la fibre optique, on définit le bruit co-propagatif  $S_{ASE}^+$  pour désigner le bruit se propageant dans le

même sens que le signal, et le bruit contra-propagatif  $S_{ASE}^-$  pour le bruit se propageant dans le sens contraire. La densité spectrale de bruit totale est obtenue en faisant la somme de ces 2 grandeurs (relation (II.12)).

$$S_{ASE} = S_{ASE}^+ + S_{ASE}^- \quad (\text{II.12})$$

Pour obtenir une équation d'évolution qui prenne en compte tout le bruit, il faut ajouter aux expressions des densités spectrales de bruit le nombre de photons émis spontanément. En une position  $z$  fixée, le nombre de photons émis spontanément est  $N_2(z,t)\sigma_e(\lambda)\Gamma_s(\lambda)$  pour une polarisation donnée. Les photons émis spontanément ont une polarisation aléatoire qui peut être décomposée en deux polarisations orthogonales. Il convient donc de multiplier par 2 le nombre de photons résultant de l'émission spontanée et calculé pour une polarisation donnée. On peut en déduire l'accroissement de la densité spectrale de bruit dû à l'émission spontanée, pour des valeurs de  $z$  et  $\lambda$  fixées et pour une direction donnée, qui vaut  $2h(c/\lambda)N_2(z, t)\sigma_e(\lambda)\Gamma_s(\lambda)$ . L'équation d'évolution de la densité spectrale de bruit donnée par la formule (II.13) doit être complétée de la manière suivante [31] :

$$\frac{dS_{ASE}^{+/-}(\lambda, t, z)}{dz} = \left[ \pm 2h \frac{c}{\lambda} \sigma_e(\lambda) N_2(t, z) \pm [N_2(t, z)\sigma_e(\lambda) - N_1(t, z)\sigma_a(\lambda)] S_{ASE}^{+/-}(\lambda, t, z) \right] \Gamma_s(\lambda) \quad (\text{II.13})$$

Les équations (II.7), (II.10) et (II.13) sont couplées par l'intermédiaire des densités  $N_1$  et  $N_2$ , elles-mêmes reliées entre elles via les différents taux (voir (II.3) à (II.5)). Il apparaît donc nécessaire de connaître les expressions des différents taux de transitions. Tel est l'objectif du paragraphe qui suit.

#### II.4.2.3. Taux de transition entre niveaux d'énergie

Les différentes densités volumiques de population étant couplées par l'intermédiaire des taux de transitions, nous allons déterminer les équations régissant les différents taux à partir de celles décrivant l'évolution de ces densités volumiques. Considérons dans un premier temps l'absorption des photons de pompe par les ions erbium à l'état fondamental  $N_1$ . La variation du nombre d'ions dans cet état, au cours de la propagation sur un tronçon de

longueur  $\Delta z$  pendant une durée  $\Delta t$ , est égale à la variation du nombre de photons absorbés. Sachant que le nombre de photons à la longueur d'onde de pompe est donné par  $(P_p(r,z) \cdot \lambda_p)/(hc)$ , on aboutit à la relation (II.14) :

$$\Delta N_1(r,z) \Delta z = \frac{\Delta P_p(r,z) \lambda_p}{hc} \Delta t \quad (\text{II.14})$$

En utilisant la relation (II.7), on peut écrire la forme différentielle de (II.16) de la façon suivante :

$$\frac{dN_1(r,z)}{dt} = \frac{dP_p(r,z)}{dz} \frac{\lambda_p}{hc} = -\sigma_a(\lambda_p) \frac{P_p(r,z) \lambda_p}{hc} N_1(r,z) \quad (\text{II.15})$$

En intégrant la relation (II.15) sur toute la section transverse de la fibre et avec la définition du facteur de recouvrement  $\Gamma_p$  donnée au paragraphe II.4.2.2, on aboutit à une expression différentielle de la variation de la densité volumique de population du niveau fondamental en fonction du temps :

$$\frac{dN_1(z)}{dt} = -\sigma_a(\lambda_p) \frac{P_p(z) \lambda_p}{hc} \Gamma_p N_1(z) \quad (\text{II.16})$$

Si on ne considère que l'évolution de  $N_1$  due à l'absorption de la pompe, on peut écrire l'équation (II.16) comme suit :

$$\frac{dN_1(z)}{dt} = -W_{p13} N_1(z) \quad (\text{II.17})$$

En faisant l'analogie entre les équations (II.16) et (II.17), on peut alors déterminer l'expression du taux d'absorption de la pompe par les ions à l'état fondamental :

$$W_{p13}(z) = \frac{P_p(z) \lambda_p}{hc} \sigma_a(\lambda_p) \Gamma_p \quad (\text{II.18})$$

Comme le taux d'émission spontanée à  $\lambda_p = 980\text{nm}$  est négligeable, l'expression de  $W_{p13}$  ne tient pas compte d'éventuels photons de bruit émis à cette longueur d'onde.

On peut de la même manière obtenir les taux d'absorption et d'émission du signal [31]. Cette fois ci, il faut tenir compte des photons émis spontanément à  $\lambda_s$ . Dans le terme

traduisant leur existence (second terme des équations (II.19) et (II.20)), la puissance du signal est remplacée par l'intégrale sur tout le spectre de la densité de puissance de bruit car le bruit est émis sur une très large bande spectrale.

$$W_{s12}(z) = \left[ \frac{P_s(z)}{h\nu_s} \sigma_a(\nu_s) + \int_0^\infty \frac{S_{ASE}(\nu, z)}{h\nu} \sigma_a(\nu) d\nu \right] \Gamma_s(\nu_s) \quad (\text{II.19})$$

$$W_{s21}(z) = \left[ \frac{P_s(z)}{h\nu} \sigma_e(\nu_s) + \int_0^\infty \frac{S_{ASE}(\nu, z)}{h\nu} \sigma_e(\nu) d\nu \right] \Gamma_s(\nu_s) \quad (\text{II.20})$$

où  $\nu = hc/\lambda$ .

Nous avons établi dans ce paragraphe les expressions des puissances de signal, de pompe et de densité spectrale. Ces résultats vont nous permettre maintenant de déterminer les grandeurs caractéristiques de l'amplificateur telles que le gain ou la puissance de saturation.

### II.4.3. Gain de l'amplificateur et puissance de saturation

#### II.4.3.1. Gain d'un amplificateur

Afin de quantifier les performances d'un amplificateur, on définit son gain comme étant le rapport entre la puissance de signal en sortie du dispositif  $P_{\text{sout}}$  et la puissance de signal injectée  $P_{\text{sin}}$ . A partir de l'équation (II.10) et en prenant comme condition initiale que  $P_s(z=0) = P_{\text{sin}}$ , on détermine l'expression de la puissance du signal en sortie d'une fibre amplificatrice de longueur  $L$  :

$$P_{\text{sout}}(\lambda_s) = P_{\text{sin}}(\lambda_s) \exp \left\{ \int_0^L (\sigma_e(\lambda_s) N_2(z) - \sigma_a(\lambda_s) N_1(z)) \Gamma_s(\lambda_s) dz \right\} \quad (\text{II.21})$$

On en déduit alors l'expression du gain [80] :

$$G(\lambda_s) = \exp \left\{ \Gamma_s(\lambda_s) \int_0^L [\sigma_e(\lambda_s) N_2(z) - \sigma_a(\lambda_s) N_1(z)] dz \right\} \quad (\text{II.22})$$

Cette expression appelle plusieurs commentaires. Tout d'abord, pour une longueur fixe de fibre amplificatrice, l'équation (II.22) confirme que plus le niveau fondamental est

dépeuplé au profit du niveau métastable ( $N_2$  proche de  $\rho_{er}$  et  $N_1$  proche de 0, c'est-à-dire forte inversion de population), plus grand est le gain. Cette condition peut être obtenue en disposant d'une puissance de pompe élevée et d'un bon recouvrement du champ de faisceau de pompe avec la région dopée. Un deuxième point important est que le gain obtenu avec une fibre optique dopée aux terres rares semble d'autant meilleur que le facteur de recouvrement à la longueur d'onde du signal  $\lambda_s$  est élevé. Il faut cependant noter que les densités de population  $N_1$  et  $N_2$  dépendent elles aussi du recouvrement respectivement aux longueurs d'onde de pompe et de signal. Le gain est étroitement lié à  $\Gamma_p$  et  $\Gamma_s$  mais l'influence de ces paramètres n'est pas explicitement donnée par l'équation (II.22). Nous nous attacherons par la suite à évaluer l'influence du recouvrement sur le gain des amplificateurs que nous étudierons.

#### II.4.3.2. Saturation d'un amplificateur

En régime petit signal, le gain, défini par  $G = P_{sout}/P_{sin}$ , est quasiment constant et  $P_{sout}$  est proportionnelle à  $P_{sin}$ , en supposant la puissance de pompe fixée. Le phénomène d'amplification étant basé sur un transfert d'énergie, la puissance maximale que l'on obtient en sortie de la fibre dopée ne peut excéder  $P_{sin} + \frac{\lambda_s}{\lambda_p} P_p$ . Ainsi, lorsque la puissance d'entrée du signal à amplifier augmente, la puissance du signal en sortie tend vers une valeur maximale limite: il s'agit de la puissance maximale extractible de l'amplificateur  $P_{ext}$  (figure II.16 a)). On définit d'autre part la puissance de saturation  $P_{sat}$  comme étant la puissance de signal en entrée pour laquelle le gain obtenu est égal à la moitié du gain petit signal  $G_0$  (figure II.16 b)). Les amplificateurs à fibre dopée erbium fonctionnant en régime saturé afin d'obtenir une puissance de signal maximale en sortie de fibre sont qualifiés d'amplificateurs de puissance.

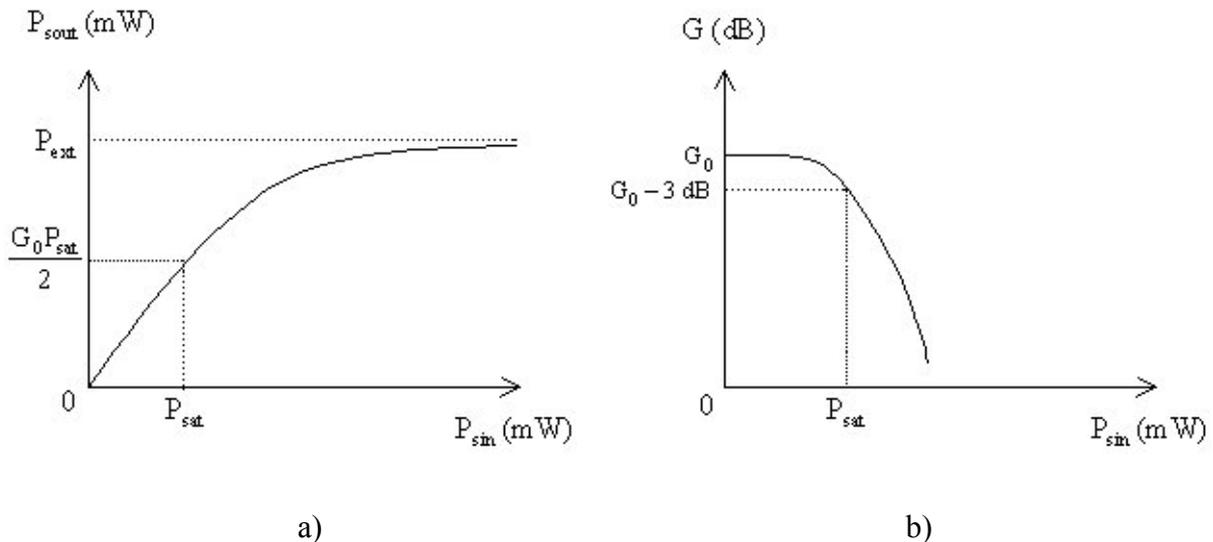
La puissance « signal » en sortie de l'amplificateur peut être évaluée par la relation simplifiée:

$$P_{sout} = G_0 P_{sin} \frac{P_{sat}}{P_{sat} + P_{sin}} \quad (II.23)$$

Pour de faibles valeurs de  $P_{sin}$  ( $P_{sin} \ll P_{sat}$ ), l'évolution de la puissance de sortie est bien quasi-linéaire (figure (II.16 a)). A partir de la relation (II.23), l'expression du gain de l'amplificateur est donnée par :

$$G = \frac{P_{sout}}{P_{sin}} = \frac{G_0}{1 + \frac{P_{sin}}{P_{sat}}} \quad (\text{II.24})$$

En régime petit signal, le gain est proche de la valeur maximale  $G_0$  et lorsque  $P_{sin}$  est égale à la puissance de saturation, le gain est égal à  $G_0/2$  (figure II.16 b)).

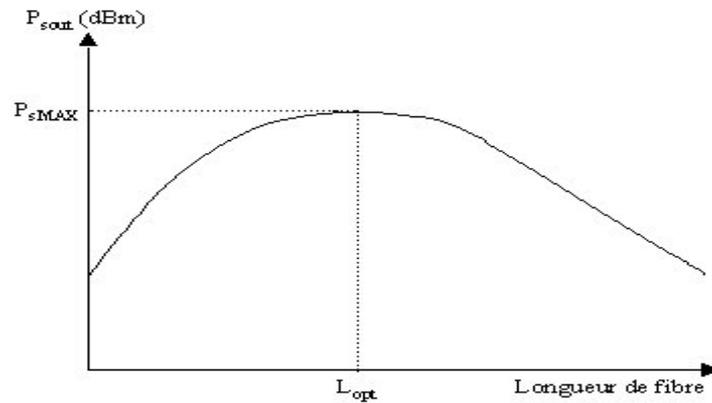


**Figure II.16** : a) Saturation de la puissance de sortie. b) Evolution du gain en fonction de la puissance d'entrée du signal (d'après [34],[80]).

#### II.4.4. Longueur optimale

Plaçons nous à présent dans le cas où tous les paramètres de l'amplificateur sont fixés à l'exception de la longueur de fibre. Si on trace l'évolution de la puissance du signal en sortie de la fibre amplificatrice en fonction de la longueur, on remarque qu'il existe une valeur optimale  $L_{opt}$  de la longueur pour laquelle  $P_{sout}$  est maximale (figure II.17). Au-delà de cette longueur, la puissance de pompe ne permet plus de réaliser l'inversion de population nécessaire à l'amplification du signal. Les ions à l'état fondamental absorbent alors les photons « signal » d'où une diminution de la puissance du signal en sortie de fibre.

Généralement, les longueurs optimales des fibres amplificatrices sont de l'ordre de quelques mètres à quelques dizaines de mètres suivant les caractéristiques essentielles (structures, dopages, etc.) des éléments constitutifs de l'amplificateur.



**Figure II.17** : Evolution de la puissance de signal de sortie en fonction de la longueur de la fibre amplificatrice.

#### II.4.5. Efficacité de conversion quantique et efficacité de conversion de la puissance de pompe

Les amplificateurs optiques, et notamment les amplificateurs de puissance, peuvent être caractérisés par une grandeur que l'on appelle efficacité de conversion de puissance (ECP ou en anglais PCE pour « power conversion efficiency ») définie par la relation :

$$ECP = \frac{P_{sout} - P_{sin}}{P_p} \quad (II.25)$$

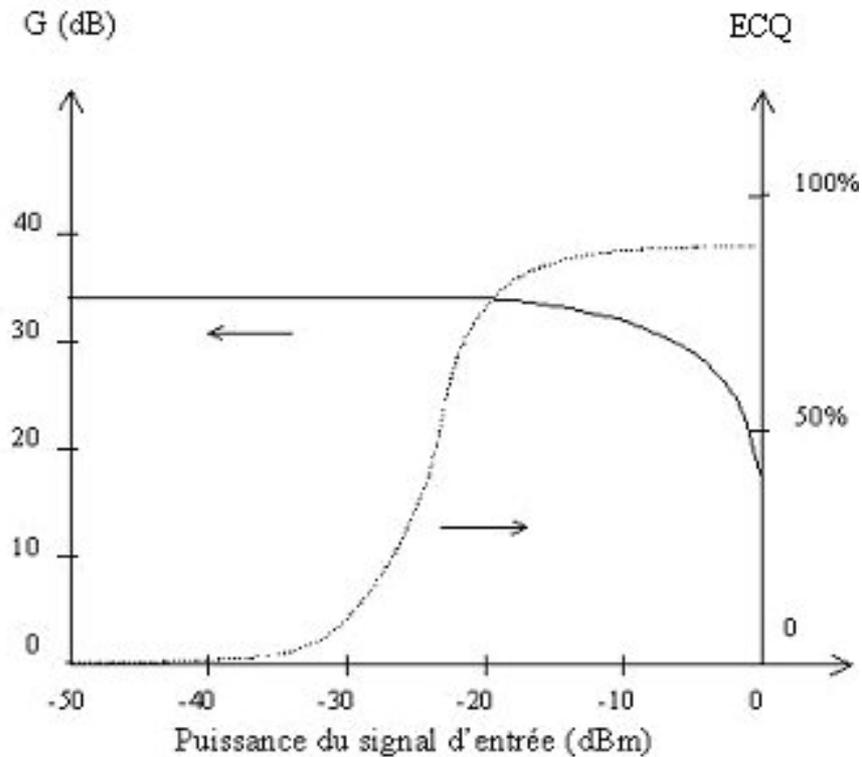
La valeur maximale de l'efficacité de conversion de puissance est donnée par le rapport  $\lambda_p/\lambda_s$  [28].

On introduit également un autre paramètre appelé efficacité de conversion quantique (ECQ ou QCE pour l'anglais « Quantum Conversion Efficiency ») qui indique la fraction de photons de pompe qui ont été convertis en photons signal. L'expression de l'efficacité de conversion quantique, liée à l'efficacité de conversion de puissance, est donnée par relation [28] :

$$ECQ = \frac{\lambda_s}{\lambda_p} \frac{P_{sout} - P_{sin}}{P_p} = \frac{\lambda_s}{\lambda_p} ECP \quad (II.26)$$

On cherche à obtenir de fortes valeurs d'efficacité de conversion de puissance surtout lors de la conception d'amplificateurs de puissance.

Sur la figure II.18 ont été représentées les évolutions du gain et de l'efficacité de conversion de puissance en fonction de la puissance du signal d'entrée. On note que de fortes valeurs de l'efficacité de conversion de puissance (# 90%) peuvent être obtenues pour des puissances d'entrée de l'ordre de 0dBm [35].



**Figure II.18** : Evolution du gain et de l'efficacité de conversion quantique en fonction de la puissance du signal d'entrée dans le cas d'un amplificateur optique [35].

## II.4.6. Bruit et facteur de bruit

### II.4.6.1. Bruit de l'amplificateur

Nous avons vu précédemment que l'émission spontanée était à l'origine du bruit de l'amplificateur. En régime de fonctionnement non saturé (signal faible ne consommant que peu d'inversion de population), la puissance d'ASE en sortie d'un amplificateur uniformément dopé est donnée par la relation [28] :

$$P_{ASE} = 2n_{sp}(G-1)h\nu\Delta\nu \quad (\text{II.27})$$

où  $\Delta\nu$  est la largeur spectrale de bruit,  $G$  le gain moyen de l'amplificateur et  $n_{sp}$  le facteur d'émission spontanée, également appelé facteur d'inversion de population, qui est défini par la relation [28] :

$$n_{sp} = \frac{\sigma_e(\lambda)N_2}{\sigma_e(\lambda)N_2 - \sigma_a(\lambda)N_1} \quad (\text{II.28})$$

Dans le cas d'une forte inversion de population (c'est-à-dire  $N_2 \gg N_1$ ), le facteur d'inversion de population est proche de 1.

#### II.4.6.2. Facteur de bruit

Le facteur de bruit  $F$  est un paramètre qui permet d'évaluer la dégradation du rapport signal/bruit à la traversée de l'amplificateur. Il est défini par la relation (II.29) :

$$F = \frac{\left(\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}\right)_{\text{entrée}}}{\left(\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}\right)_{\text{sortie}}} \quad (\text{II.29})$$

Si on considère le cas où le rapport signal/bruit en entrée de l'amplificateur est fort, il a été démontré que  $F$  pouvait s'écrire sous la forme [28] :

$$F = \frac{1}{G} + 2n_{sp} \frac{G-1}{G} \quad (\text{II.30})$$

L'expression (II.30) montre que le facteur de bruit dépend fortement du gain. Si l'amplificateur présente un gain élevé ( $G \gg 1$ ), l'expression (II.30) se simplifie sous la forme :

$$F = 2n_{sp} \quad (\text{II.31})$$

Dans l'hypothèse où l'inversion de population est complètement réalisée ( $n_{sp} = 1$ ), la valeur limite du facteur de bruit vaut 2 (soit 3dB). Cette valeur en dessous de laquelle le facteur de bruit ne peut pas descendre lorsque que le gain est élevé, est appelée limite quantique.

## II.5. Conclusion

Ce chapitre avait pour objectif d'exposer les mécanismes de l'amplification optique ainsi que d'expliquer le choix des terres rares comme dopants actifs à intégrer dans la matrice hôte de silice pour réaliser cette fonction. Nous avons également présenté les techniques utilisées pour réaliser les préformes des fibres optiques ainsi que les procédés permettant l'incorporation des terres rares dans les cœurs de ces préformes. L'incorporation de co-dopants nécessaires à la fixation de l'erbium dans la matrice de silice contribue à augmenter l'indice du cœur. Pour garantir à la fois un fort confinement des champs et une propagation monomode, il faut alors donner au cœur une dimension plus faible que dans les fibres classiques. Les performances des amplificateurs optiques classiques (longueurs de fibre utiles, seuil d'apparition des effets non linéaires, puissance extractible) s'avèrent donc limitées par le faible volume du milieu amplificateur. Ces limites doivent pouvoir être repoussées par l'emploi de fibres microstructurées air/silice (FMAS) dont nous avons décrit les principales propriétés dans le premier chapitre de ce mémoire. Nous savons en particuliers qu'elles présentent des caractéristiques de guidage originales notamment une faible variation de l'étalement du champ en fonction de la longueur d'onde ou encore la possibilité d'assurer un guidage monomode large bande dans une fibre à très large cœur. Nous allons donc, dans la suite, évaluer le potentiel d'amplificateurs à fibres de type FMAS.

## **CHAPITRE III :**

### **Etude théorique des FMAS en vue de leur utilisation dans les amplificateurs à fibres**



## III. Etude théorique des FMAS en vue de leur utilisation dans les amplificateurs à fibres.

### III.1. Introduction

Dans ce chapitre nous allons présenter les outils de simulations numériques qui ont été mis en place afin de modéliser les champs guidés dans des structures guidantes à profil complexe telles que les FMAS. Ces méthodes devront permettre de déterminer la nature des modes pouvant être guidés dans une fibre donnée ainsi que la distribution spatiale des composantes des champs et de l'énergie pour chacun des modes. Ils aideront en particuliers à identifier des structures guidantes en régime monomode aux longueurs d'onde de travail (980nm pour la pompe et entre 1500 et 1600nm pour le signal). Les données recueillies pourront ensuite être utilisées pour déterminer les caractéristiques et les performances d'amplificateurs optiques utilisant des FMAS dopées. Enfin, nous nous attacherons à comparer les résultats obtenus dans le cas d'amplificateurs à FMAS dopées  $\text{Er}^{3+}$  avec ceux d'amplificateurs classiques.

Nous commencerons ce chapitre en indiquant quels moyens numériques nous avons sélectionnés pour décrire les modes des FMAS. Nous développerons deux méthodes dont nous préciserons les domaines de validité. Dans ce paragraphe sur les outils numériques, nous présenterons aussi brièvement le logiciel de simulation d'amplificateurs optiques que nous avons adapté pour notre étude.

A l'aide de ces outils, nous étudierons différents types de FMAS et évaluerons les performances d'amplificateurs basés sur de telles structures. Nous traiterons le cas d'une FMAS à arrangement triangulaire, puis celui d'une fibre dont le cœur peut être constitué de barreaux dopés de natures différentes, et enfin, nous envisagerons le cas d'une FMAS ayant un large cœur dopé.

## III.2. Modélisation

Si la modélisation de la propagation dans un guide optique classique (de section rectangulaire ou circulaire) peut se faire aisément par des méthodes analytiques, l'étude de cette propagation dans des guides à section transverse complexe telle que celle des FMAS doit faire appel à des méthodes numériques adaptées. Parmi les méthodes existantes, nous pouvons citer la méthode des fonctions localisées proposée par Monro *et al.* [36] qui a pour principe de résoudre l'équation d'onde en remplaçant les expressions du champ électromagnétique et du profil d'indice par leurs décompositions sur des bases de fonctions judicieusement choisies. Une autre méthode, développée par Ferrando *et al.* [37] pour des profils d'indice périodiques, utilise une base biorthogonale de fonctions périodiques pour exprimer le champ électromagnétique dans l'équation d'onde vectorielle. D'autres méthodes, très pertinentes, ont aussi été proposées [38]. Dans le cadre de cette étude, nous avons choisi de mettre en œuvre deux méthodes développées au laboratoire :

- une méthode vectorielle d'éléments finis, lourde mais précise, pour obtenir une bonne description des champs dans les fibres à étudier.
- la méthode de l'indice moyenné (MIM) qui est une méthode approchée, scalaire, destinée à cerner les domaines d'étude et à donner des indications approximatives sur les distributions des champs.

### III.2.1. La Méthode des Eléments Finis (MEF)

La MEF est une méthode numérique qui permet la résolution d'un système discret d'équations aux dérivées partielles en le transformant en un système continu d'équations algébriques. Elle est donc particulièrement bien adaptée pour résoudre l'équation (III.1) déduite des équations de Maxwell dans un guide quelconque en transformant cette équation en un système d'équations aux valeurs propres, dans lequel les valeurs propres sont les constantes de propagation  $\beta$  (où les indices effectifs  $n_e$ ) et les vecteurs propres sont les composantes des champs magnétiques.

$$\nabla \cdot \left( \nabla \cdot \frac{H}{\epsilon_r} \right) - k_0^2 \mu_r H = 0 \quad (\text{III.1})$$

Dans l'équation (III.1),  $\epsilon_r$ ,  $\mu_r$  sont respectivement la permittivité du matériau et sa perméabilité,  $k_0$  est le vecteur d'onde dans le vide et  $H$  est le champ magnétique.

Les codes de calculs qui mettent en œuvre la MEF se décomposent en quatre étapes.

La première, très importante, consiste à diviser convenablement le domaine d'étude (c'est-à-dire, dans le cas qui nous intéresse, la section droite de la fibre) en un nombre fini de sous espaces qui peuvent, a priori, avoir des formes et des tailles différentes et être affectées de caractéristiques physiques (indices par exemple) différentes.

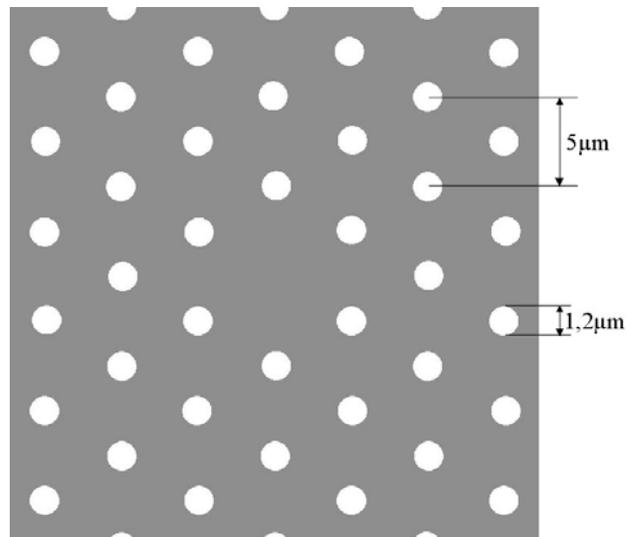
Dans la deuxième étape, on choisit des fonctions d'interpolation qui fournissent une forme approchée de la solution recherchée dans chaque sous-espace. Dans notre cas, la section droite est divisée en triangles adjacents ayant des sommets communs et les fonctions d'interpolation dans chaque sous-espace sont des polynômes du second ordre. Les inconnues sont les composantes du champ magnétique calculées aux nœuds du réseau (6 nœuds par sous-espaces : les sommets et les milieux des côtés). Notons que les fonctions d'interpolation doivent respecter les relations de continuité des champs électromagnétiques aux frontières entre deux éléments adjacents [39].

La troisième étape consiste à transformer l'équation différentielle à résoudre en une équation intégrale qui peut être traitée par les éléments finis. On trouvera le développement mathématique de cette opération dans [14],[40] par exemple. On aboutit finalement à un système d'équations aux valeurs propres de la forme  $[A]\{\phi\} - n_e [B]\{\phi\} = \{0\}$  où le vecteur propre  $\phi$  est la distribution vectorielle du champ magnétique ( $H_x$ ,  $H_y$ ,  $H_z$ ) aux points nodaux et  $n_e$  est la valeur propre associée. C'est la résolution de ce système qui constitue la quatrième étape de la résolution du problème par la méthode des éléments finis.

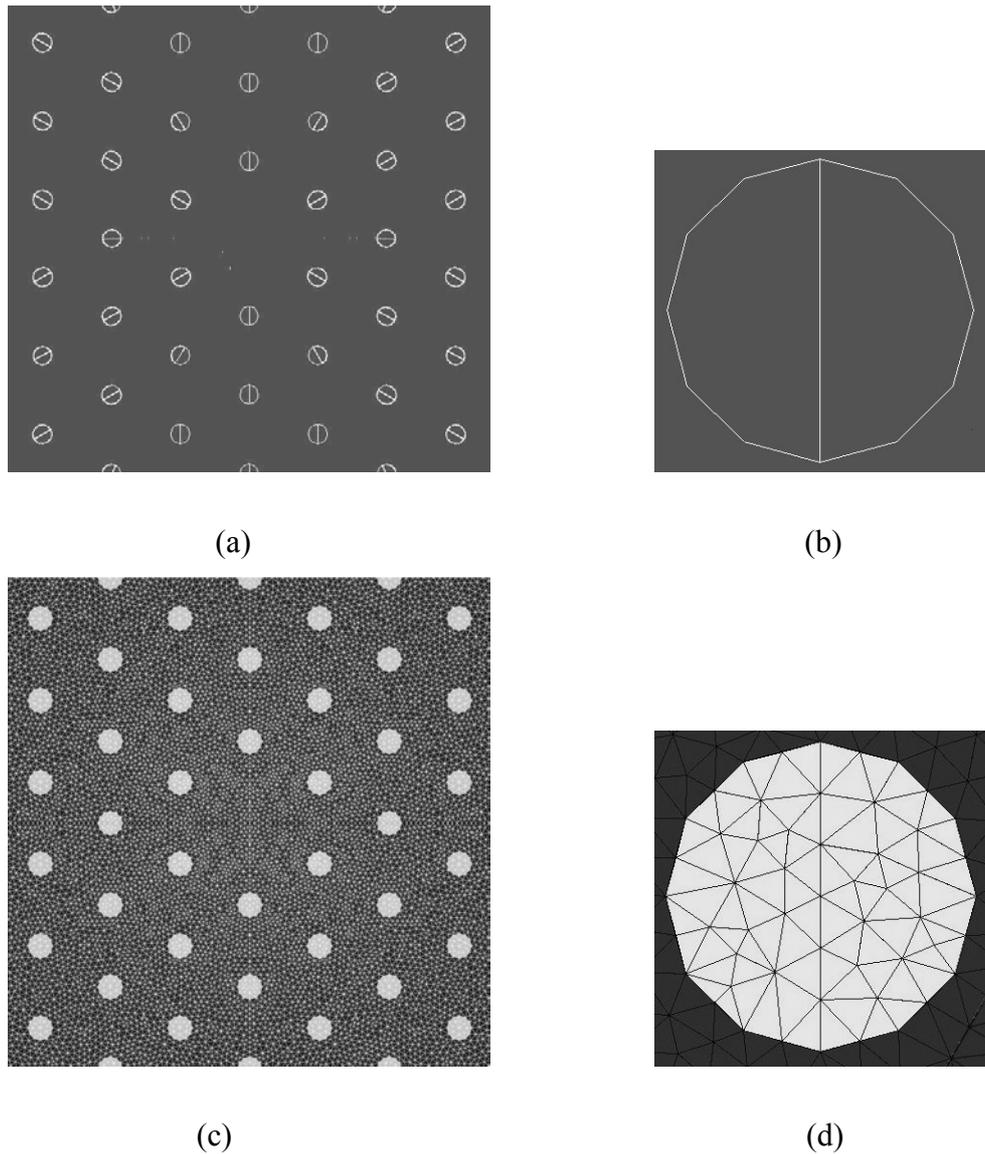
Il existe différents logiciels basés sur cette méthode. J'ai effectué les modélisations de cette thèse avec un logiciel basé sur la MEF et développé au sein de l'équipe Circuits et Dispositifs Microondes à l'IRCOM (CDM). Ce logiciel, mis à ma disposition par l'équipe CDM, porte le nom d'EMXD pour « ElectroMagnétisme à X Dimensions » ( $X = 1$  à 4).

### III.2.1.1. Modélisation et maillage des structures

Avant de calculer les modes guidés dans une FMAS, il faut d'abord décrire et mailler la structure à étudier (figure III.1). Ces deux étapes sont réalisées grâce au logiciel Flux3D. Comme l'indice du milieu est invariant dans un sous-espace donné, on comprend bien que la description précise d'une structure nécessite que l'interface entre deux milieux d'indices différents soit parfaitement épousée par les bords du maillage. Dans les FMAS, les interfaces entre les trous d'air et la silice sont courbes. Cependant, au cours de sa thèse de doctorat, Ambre Peyrilloux a montré que lorsqu'un trou est remplacé par un polygone régulier avec un nombre suffisant de côtés (minimum 12), les valeurs propres trouvées ne sont pas significativement affectées, sous réserve que le maillage du trou soit régulier [14]. Ceci signifie que, pour des raisons de simplicité, les trous circulaires seront remplacés par la suite par des dodécagones et le maillage sera constitué de sous-espaces élémentaires triangulaires à bords droits. Pour assurer la régularité et la symétrie du maillage à l'intérieur d'un trou (polygone), on impose aussi que l'un des diamètres de chaque polygone soit un segment sur lequel doivent s'appuyer les sous-espaces voisins de ce diamètre, comme le montre la figure III.2.



**Figure III.1** : Schéma d'une FMAS à modéliser ( $\Lambda = 5\mu\text{m}$  et  $d = 1,2\mu\text{m}$ )



**Figure III.2** : FMAS de la figure III.1 modélisée (a) et maillée (c), détail d'un trou décrit (b) et maillé (d).

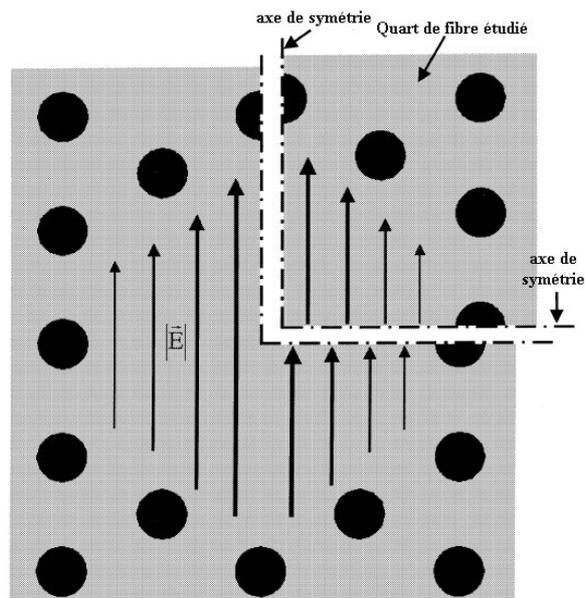
La justesse des résultats dépend de la régularité des sous espaces ainsi que de la finesse du maillage [14]. En ce qui concerne la finesse du maillage des trous, il ne faut pas que les plus grandes dimensions des mailles soient supérieures au rayon des trous. De plus, la taille des mailles par rapport à la longueur d'onde  $\lambda$  influe sur les calculs et la validité des résultats. Il faut utiliser des tailles de maille suffisamment petites par rapport à la longueur d'onde de travail  $\lambda$ . L'expérience montre qu'il est nécessaire de choisir des tailles de mailles de l'ordre de  $\lambda/5$ , voire  $\lambda/6$  [14]. On notera cependant qu'il est possible, sans affecter la justesse des résultats, de considérer un maillage plus lâche dans les régions où le champ électromagnétique recherché présente une faible amplitude. En pratique, on maillera le plus

finement possible la zone guidante et on augmentera progressivement la taille des mailles au fur et à mesure que les régions à discrétiser seront éloignées du coeur [14].

### III.2.1.2. Réduction du domaine d'étude

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que la justesse des résultats fournis par la MEF dépendait de la finesse du maillage de la structure à étudier. Des tailles de mailles réduites impliquent que le nombre de sous espaces est élevé, ce qui est d'autant plus vrai que les dimensions de la fibre sont grandes. Par conséquent, l'espace mémoire occupé est important et les temps de calculs nécessaires sont élevés. Il peut s'avérer intéressant, voire indispensable, de réduire les tailles des structures à étudier. Cette « réduction » peut être obtenue en exploitant les axes de symétries de la structure considérée.

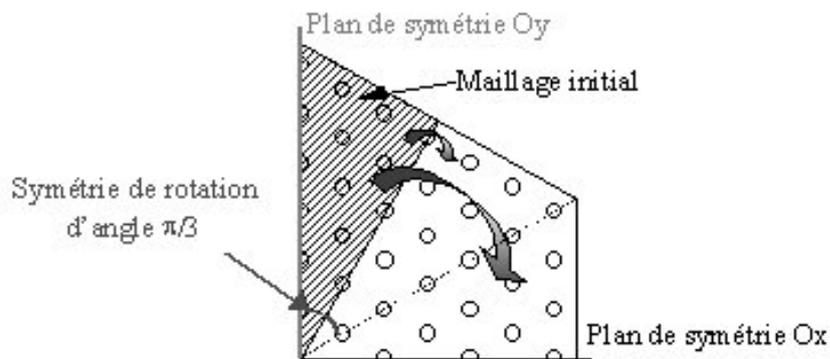
Dans le cadre de notre étude, nous considérons des structures possédant une section droite telle que celle de la figure III.3. On peut remarquer que la structure guidante et le champ électrique cherché, pour une polarisation donnée, présentent des axes de symétrie communs. Il sera donc possible de n'étudier qu'un quart du profil à condition d'appliquer des conditions adéquates sur les contours extérieurs du quart de fibre à étudier. Ces conditions seront définies au paragraphe III.2.1.3.



**Figure III.3** : Représentation du vecteur « champ électrique » du mode  $HE_{11}$  dans le cœur d'une FMAS et quart de section transverse utile pour l'étude [10].

On remarque que la FMAS présente aussi une symétrie de rotation  $\pi/3$ . Cette propriété ne va pas permettre de réduire encore le domaine d'étude puisque un motif élémentaire de la structure ne possède pas de plan de symétrie commun avec les répartitions du champ électrique que l'on souhaite déterminer.

Plus les variations du champ électrique aux interfaces air/silice sont importantes plus les erreurs sur les valeurs propres calculées sont grandes. Ces erreurs peuvent être réduites en imposant au maillage de présenter la même symétrie que la structure étudiée [14]. Il suffit pour cela de déterminer et de discrétiser la plus petite portion de structure qui permette de retrouver par symétrie la totalité du profil. Dans notre cas, on considère 1/12 de la structure. Cette région élémentaire maillée permet de reconstituer le quart de profil nécessaire pour la résolution des équations de Maxwell (figure III.4). La structure et sa grille de maillage présentent la même symétrie [14].



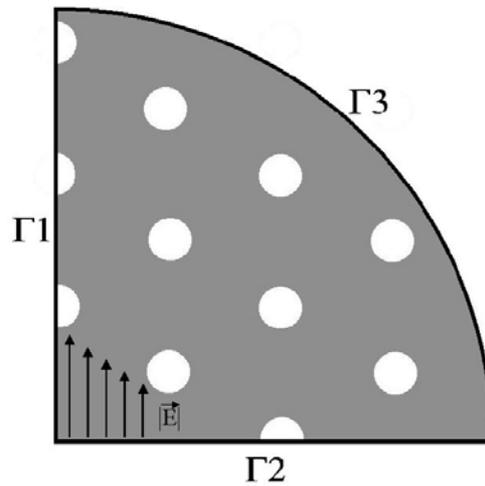
**Figure III.4 :** Maillage d'un quart de FMAS en imposant à la grille de maillage la même symétrie que celle de la structure [14].

### III.2.1.3. Conditions aux limites

La résolution par la MEF des équations de Maxwell nécessite de considérer un domaine d'étude fini et de définir les conditions que doivent respecter les composantes des champs aux limites de ce domaine.

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que le domaine d'étude d'une FMAS pouvait se limiter à un quart de la section de la fibre. On définit trois limites au domaine d'étude que l'on note  $\Gamma_1$ ,  $\Gamma_2$  et  $\Gamma_3$  (figure III.5). Dans un premier temps, nous allons considérer les contours  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_2$ . On cherche des conditions aux limites qui permettent

d'imposer la polarisation du champ du mode recherché et ainsi conduisent à l'unicité des solutions. Pour cela, on utilise des conditions de court-circuit électrique (CCE), ou « mur électrique », et de court-circuit magnétique (CCM), ou « mur magnétique ».



**Figure III.5** : Quart de FMAS à étudier et contours bornant le domaine d'étude  $\Gamma_1$ ,  $\Gamma_2$  et  $\Gamma_3$ .

Au niveau d'un CCE, les composantes tangentielles du champ électrique sont nulles ainsi que la composante normale du champ magnétique. Réciproquement, au niveau d'un CCM, ce sont les composantes tangentielles du champ magnétique et la composante normale du champ électrique qui sont nulles. Sur la figure III.5 a été représentée l'orientation du vecteur champ électrique pour le mode  $HE_{11}$  pour une polarisation donnée. Il est donc possible de savoir quel type de mur il convient d'appliquer sur  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_2$ . On peut remarquer sur cet exemple que le champ électrique est normal à  $\Gamma_2$  (composantes tangentielles nulles) et parallèle à  $\Gamma_1$  (composante normale nulle). Ces conditions imposent qu'un CCM soit appliqué sur  $\Gamma_1$  et qu'un CCE soit appliqué sur  $\Gamma_2$ .

Il faut donc connaître l'orientation du champ que l'on souhaite déterminer par la MEF pour imposer correctement les conditions aux limites.

Le contour  $\Gamma_3$  correspond à la limite extérieure de la fibre. On peut appliquer un CCE à son niveau pour réaliser un « blindage » de la structure. Il faut alors s'assurer que ce mur électrique est suffisamment éloigné de la zone guidante pour éviter les réflexions du champ sur ce contour. Dans l'hypothèse où un CCE est appliqué sur  $\Gamma_3$ , le mode trouvé est sans perte.

Si on souhaite faire une étude plus complète pour évaluer les pertes de confinement du mode, il est possible d'appliquer une impédance de surface sur  $\Gamma_3$ . L'impédance de surface  $Z$

doit être adaptée à l'impédance de l'onde  $Z = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_{eff}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{eff}}}$  dans la structure. En pratique, on

travaillera avec des impédances de surface normalisées par rapport à l'impédance du vide

$z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$ . L'application d'une impédance de surface permet de déterminer une constante de

propagation complexe dont la partie réelle correspond au coefficient de perte de confinement

du mode considéré. L'adaptation de l'impédance de surface avec l'impédance d'onde est

réalisée à condition que le champ électrique soit orthogonal au contour sur lequel est

appliquée l'impédance de surface. Or les champs des modes guidés réels ne sont que très

rarement orthogonaux aux contours extérieurs. Cette condition peut cependant être considérée

comme remplie si le contour portant  $Z$  est suffisamment éloigné de la zone guidante. En effet,

celle-ci peut alors être vue comme une source quasi ponctuelle pour un observateur placé sur

le contour  $\Gamma_3$  [14] et la normale à ce contour est approximativement orientée vers le centre de

la fibre, parallèlement à la direction de polarisation du champ de la source quasi ponctuelle.

#### III.2.1.4. Détermination des modes guidés

Lorsque la structure étudiée a été correctement maillée et que les conditions aux

limites ont été appliquées sur les contours, on utilise la MEF pour déterminer les modes

guidés. Avec le code EMXD, l'utilisateur a accès aux cartographies des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  ainsi

qu'aux constantes de propagation (complexe ou non) des modes. Les champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$

peuvent être représentés en module ou sous forme de vecteurs. En fonction des conditions aux

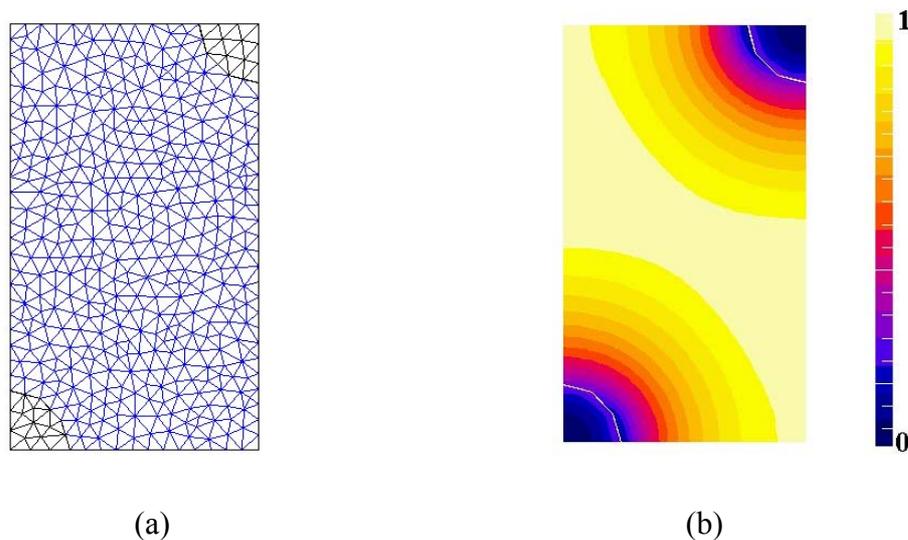
limites appliquées sur les plans de symétrie, l'orientation des vecteurs champ par rapport aux

conditions aux limites appliquées sur les contours, permet d'identifier les modes dégénérés.

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre de ce mémoire, la constante de propagation  $\beta$  des modes guidés d'une FMAS doit vérifier la relation (III.2) :

$$kn_{\text{gain}} < \beta < kn_{\text{silice}} \quad (\text{III.2})$$

L'indice de la gaine  $n_{\text{gaine}}$  est obtenu en calculant l'indice effectif (ou la constante de propagation) du mode fondamental de la gaine microstructurée infinie. Cette détermination peut se faire à partir d'une cellule élémentaire de cette gaine sur les contours de laquelle des conditions de CCE et de CCM auront été correctement appliquées en fonction de la polarisation du champ électrique fixée (figure III.6) [14]. La cellule élémentaire est ensuite maillée avant de rechercher les modes pouvant s'établir dans la structure. Le mode fondamental est celui dont la fraction d'énergie localisée dans la silice est la plus importante comme nous l'avons déjà mentionné au paragraphe I.4.1. Il possède l'indice effectif le plus élevé.



**Figure III.6** : Cellule élémentaire du cristal photonique d'une FMAS ( $\Lambda = 5\mu\text{m}$  et  $d = 1,2\mu\text{m}$ ) (a) et répartition du champ électrique du mode fondamental dans cette cellule (b).

Une fois que l'indice effectif du mode fondamental de la gaine infinie a été déterminé, on donne sa valeur à l'indice de gaine de la FMAS. On sait que les modes qui pourront être guidés devront remplir la condition (III.2). Le logiciel EMXD permet de résoudre les équations de Maxwell dans un intervalle de permittivités effectives  $\epsilon_{\text{eff}}$  fixé. Connaissant les valeurs limites que peut prendre  $\epsilon_{\text{eff}}$  ( $\epsilon_{\text{effmin}} = \sqrt{n_{\text{gaine}}}$  et ( $\epsilon_{\text{effmax}} = \sqrt{n_{\text{silice}}}$ ), il est possible de réduire la plage d'étude et par conséquent de diminuer les temps de calculs nécessaires à la résolution.

### III.2.2. Méthode de l'Indice Moyenné (MIM)

La MEF est une méthode efficace et précise qui permet de déterminer les modes guidés d'une structure aussi originale qu'une FMAS. Cette méthode donne accès à un grand nombre de paramètres tels que la cartographie des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$ , les indices effectifs de ces champs, leurs pertes de confinement etc. Cependant, la méthode est « coûteuse » en temps de calcul et en espace mémoire, et il est difficile d'étudier des guides de grandes dimensions. Pour ces raisons, une nouvelle méthode de modélisation a été développée au laboratoire : la méthode de l'indice moyenné (MIM). Dans ce paragraphe, nous expliquerons le principe de cette méthode et nous montrerons l'intérêt qu'elle présente et son domaine de validité pour les calculs de dispersion chromatique et de facteurs de recouvrement.

#### III.2.2.1. Principe

Le principe de la MIM consiste à modéliser une structure à 2 dimensions telle qu'une FMAS, en réduisant le profil à seulement une dimension. Une telle simplification est basée sur le fait que le profil d'indice (résultant de la répartition des trous d'air) ainsi que la répartition du champ électrique d'un mode guidé quelconque de la structure, sont périodiques, de période  $\pi/3$ , et sont par conséquent décomposables en série de Fourier. On peut alors définir une fibre fictive, à symétrie de révolution, dont le profil d'indice est déduit de la distribution radiale moyenne de l'indice dans la FMAS étudiée. Le module du champ électrique du mode fondamental de cette fibre « de substitution » est aussi à symétrie de révolution.

Nous allons montrer que l'indice effectif de ce mode relativement facile à déterminer est très proche de celui du mode fondamental de la FMAS. Nous pouvons donc exploiter cette valeur pour la caractérisation numérique de la FMAS.

### III.2.2.2. Simplification de l'équation d'onde

Comme nous venons de l'indiquer, nous partons du fait que le profil d'indice  $n(r, \varphi)$  et la répartition transversale du champ électrique  $E$  d'une FMAS à symétrie de  $\pi/3$  peuvent être décomposés en série de Fourier. On obtient les expressions au carré de l'indice de réfraction au carré et de la répartition de champ d'un mode guidé suivantes [42] :

$$[n(r)]^2 = \overline{n^2(r)} + \sum_{M=1}^{\infty} \alpha_M(r) \cos(6M\varphi) \quad (\text{III.3})$$

$$E = E(r, \varphi) \exp^{j(\omega t - \beta z)} = \overline{E(r)} + \sum_{m=1}^{\infty} a_m(r) \cos(6m\varphi) \exp^{j(\omega t - \beta z)} \quad (\text{III.4})$$

Les termes  $\alpha_M$  et  $a_m$  sont les coefficients de Fourier de la décomposition.  $M$  et  $m$  représentent l'ordre des termes issus de la décomposition.  $\alpha_M$  et  $a_m$  sont définis comme suit :

$$\alpha_M(r) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} n^2(r, \varphi) \cos(6M\varphi) d\varphi \quad (\text{III.5})$$

$$a_m(r) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} E(r, \varphi) \cos(6m\varphi) d\varphi \quad (\text{III.6})$$

Les termes d'ordre 0 représentent la valeur moyenne de la fonction considérée sur une période.

Le champ électrique est à la fois fonction de la distance à l'axe  $r$  considérée sur la fibre et de la position azimutale  $\varphi$ . Pour chaque cercle de rayon  $r$ , on introduit un champ  $\overline{E}$  moyenné entre 0 et  $2\pi$  et défini à partir de la relation (III.6) à l'ordre 0 :

$$\overline{E}(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} E(r, \varphi) d\varphi \quad (\text{III.7})$$

De la même façon, à partir de l'équation (III.5), on peut calculer la valeur moyenne du carré de l'indice pour une distance radiale fixée :

$$\overline{n^2(r)} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} n^2(r, \varphi) d\varphi \quad (\text{III.8})$$

D'une manière générale, le champ électrique doit être solution de l'équation d'onde scalaire en 2 dimensions donnée par la relation (III.9):

$$\frac{\partial^2 E}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} + [k_0^2 n^2(r, \varphi) - \beta^2] E = 0 \quad (\text{III.9})$$

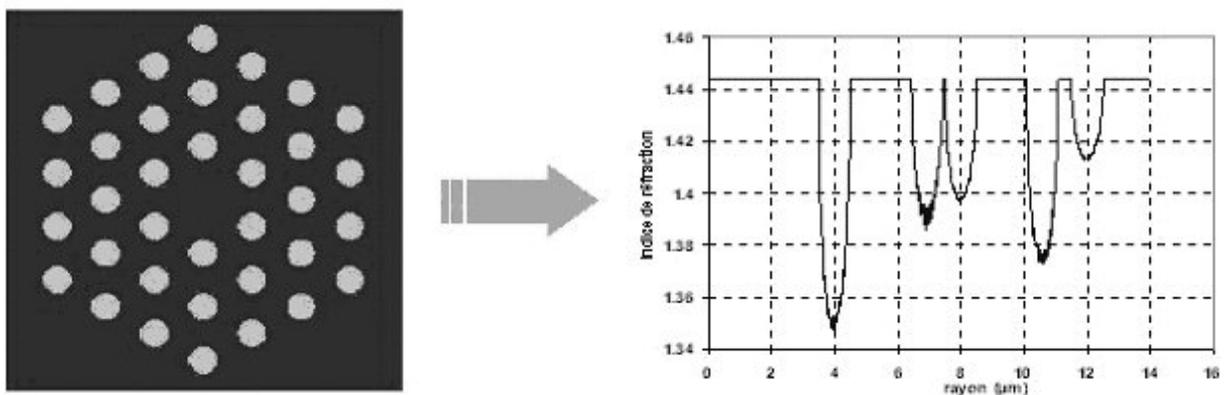
En calculant l'intégrale entre 0 et  $2\pi$  de l'équation (III.9) et en utilisant les relations (III.7) et (III.8), on aboutit à une expression de l'équation d'onde à une dimension :

$$\frac{d^2 \bar{E}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\bar{E}}{dr} + [k_0^2 \bar{n}^2 - \beta^2] \bar{E} = 0 \quad (\text{III.10})$$

Pour déterminer  $\bar{n}^2$ , on exploite le fait que les trous sont disposés suivant un arrangement hexagonal. Par conséquent, le profil d'indice présente une périodicité de  $\pi/3$  avec une symétrie par rapport aux rayons passant par le centre des trous de la première couronne. Ces constatations permettent de limiter l'intervalle d'étude pour le calcul de  $\bar{n}^2$ . En pratique à partir de l'équation (III.8), l'indice moyenné suivant l'azimut, peut s'écrire :

$$\bar{n}^2(r) = \frac{6}{\pi} \int_0^{\pi/6} n^2(r, \varphi) d\varphi \quad (\text{III.11})$$

La méthode consiste donc à calculer le profil d'indice moyenné suivant l'azimut en fonction de  $r$ , à partir du profil 2D de la section transverse d'une FMAS. Un exemple de profil d'indice moyenné est donné figure III.7.



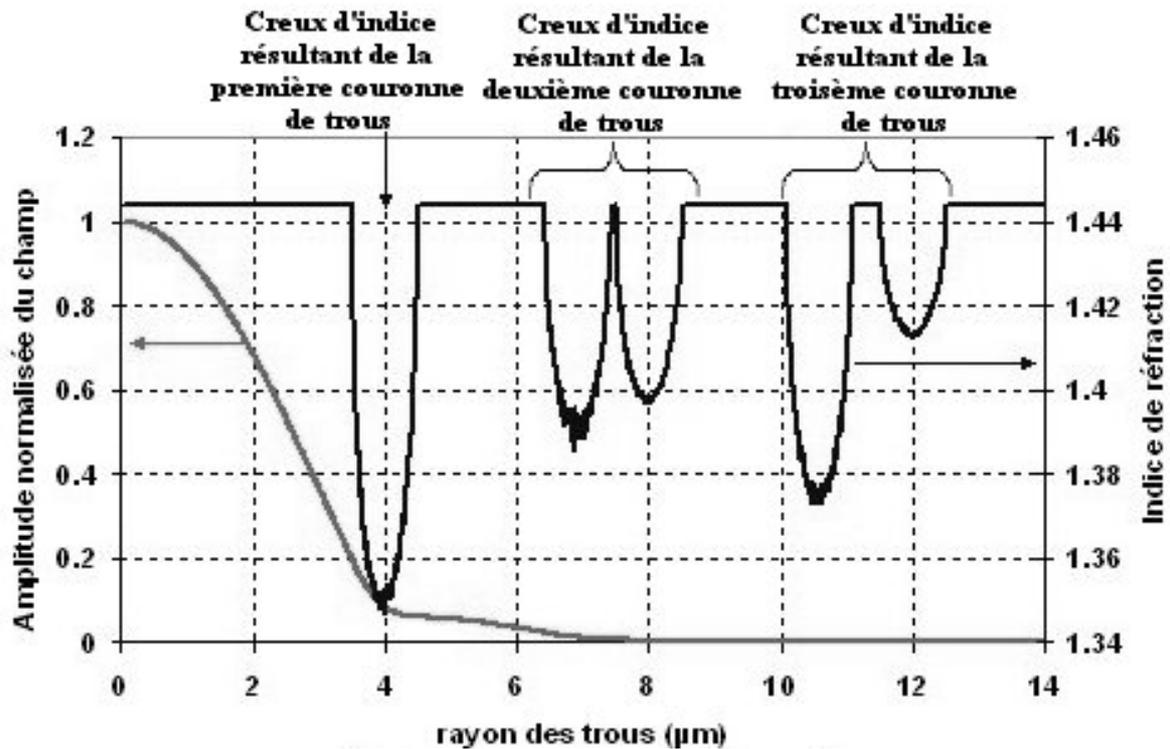
**Figure III.7** : Profil d'indice à 1 dimension de la fibre de « substitution » obtenu pour une FMAS de pas  $\Lambda = 4 \mu\text{m}$  et de diamètre de trous  $d = 1 \mu\text{m}$

### III.2.2.3. *Domaine de validité*

La MIM, comme nous venons de le voir, est une méthode simplifiée de modélisation et par conséquent, elle nécessite peu de ressources mémoires et les temps de calculs sont extrêmement réduits par rapport à ceux demandés par des méthodes telles que la MEF. Elle semble donc très attrayante pour les études théoriques des FMAS. Il faut cependant analyser les résultats qu'elle fournit et les comparer avec des valeurs de références afin de s'assurer de sa validité. Nous prendrons comme références les résultats fournis par la MEF, la validité de cette dernière méthode ayant été largement démontrée [43].

Une fois le profil 1D de la structure déterminé, l'équation d'onde scalaire (III.9) à une dimension peut être résolue. Cette résolution peut se faire de manière numérique. Nous utilisons un programme de résolution, développé au sein de notre équipe, basé sur la méthode de Runge Kutta. Ce programme permet de calculer la distribution radiale du champ des modes dans la fibre à symétrie de révolution « équivalente » (profil 1D). Les distributions de champ des modes d'ordres supérieurs pour la fibre équivalente sont différentes de celles obtenues dans le cas d'une FMAS. Pour une fibre microstructurée, la MIM ne permet donc pas de déterminer les modes d'ordres supérieurs au fondamental. Cette limitation de la MIM n'est pas un inconvénient dans le cas qui nous préoccupe car nous nous intéressons essentiellement au mode fondamental. L'évolution radiale du mode fondamental trouvé par la MIM correspond à celle du champ moyen du mode fondamental réel de la FMAS. Nous allons dans un premier temps calculer les indices effectifs pour ces deux modes et comparer les dispersions chromatiques qui en seront déduites. Nous calculerons ensuite les facteurs de recouvrement de ces modes avec un disque centré sur l'axe et de rayon  $r_d$ . La comparaison des résultats issus de la MIM et de la MEF nous renseignera sur la justesse des résultats fournis par la méthode approchée et donc sur la possibilité ou non de les utiliser lors de la modélisation d'amplificateurs à FMAS dopées  $Er^{3+}$ .

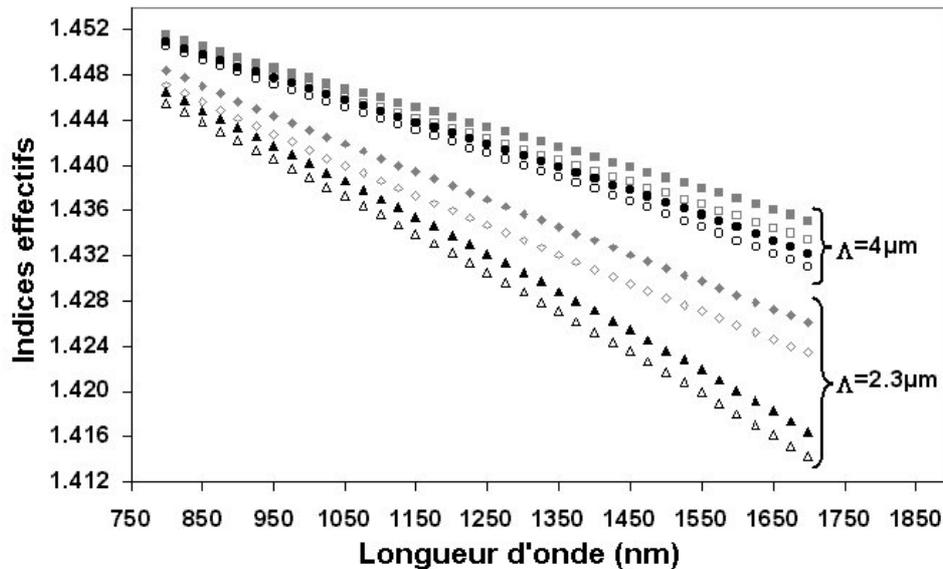
Sur la figure III.8 a été représenté le profil d'indice 1D obtenu pour une FMAS de pas  $\Lambda = 4\mu m$  et de diamètre de trous de  $d = 1\mu m$ . La FMAS étudiée comporte 3 couronnes de trous. Sur cette figure a également été représentée la répartition radiale du champ du mode fondamental.



**Figure III.8** : Etalement du champ électrique du mode fondamental calculé par MIM pour une FMAS de pas  $\Lambda = 4 \mu\text{m}$  et de diamètre de trous  $d = 1 \mu\text{m}$ .

- Domaine de validité de la MIM pour le calcul de l'indice effectif et de la dispersion chromatique :

Les indices effectifs du mode fondamental de différentes fibres de substitutions associées à différentes FMAS ont été obtenus par la MIM à différentes longueurs d'onde. Les résultats, comparés à ceux fournis par la MEF, sont présentés sur la figure III.9 [42]. Les calculs ont été effectués sur une plage de longueurs d'onde où les fibres restaient monomodes, pour des FMAS de pas  $2,3 \mu\text{m}$  et  $4 \mu\text{m}$  et pour des rapports de  $d/\Lambda$  de 0,27 et 0,44.



**Figure III.9** : Comparaison des indices effectifs obtenus par la MEF (symboles pleins) et par la MIM (symboles vides) pour deux FMAS ( $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$  et  $\Lambda = 4 \mu\text{m}$ ). En gris,  $d/\Lambda = 0.27$  et en noir  $d/\Lambda = 0.44$  [42].

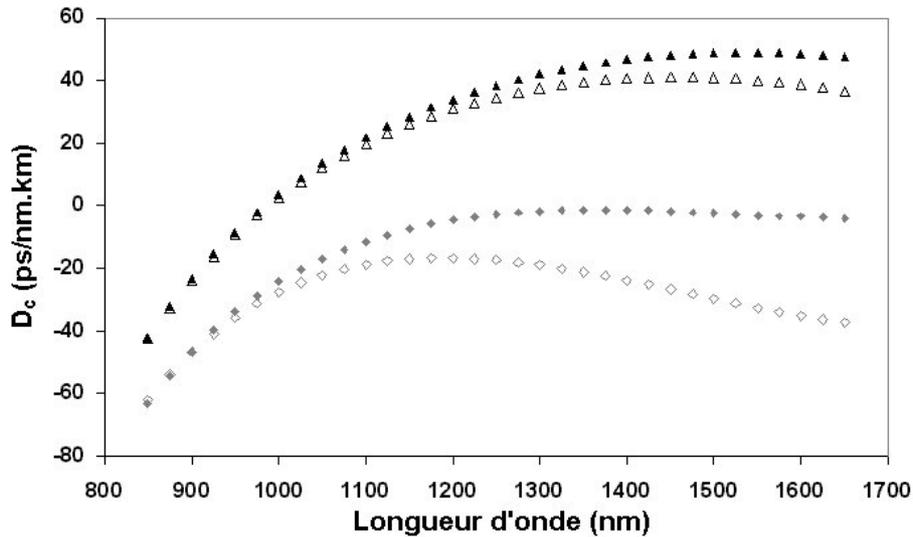
On peut remarquer que les résultats obtenus grâce à la MIM sont en bon accord avec ceux de la MEF surtout aux courtes longueurs d'onde. Les indices effectifs varient de manière similaire avec la longueur d'onde et l'écart entre les valeurs est relativement faible (entre  $10^{-3}$  et  $2 \cdot 10^{-3}$ ). On note que les résultats les plus proches de ceux fournis par la MEF sont obtenus pour des valeurs élevées du pas et pour de grands rapport  $d/\Lambda$  (c'est-à-dire lorsqu'il existe une forte proportion d'air dans la gaine optique). Ces indices effectifs ont ensuite été utilisés afin d'estimer la dispersion chromatique  $D_c$  de chacune des structures étudiées. On rappelle que  $D_c$  est donnée par :

$$D_c = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} \quad (\text{III.12})$$

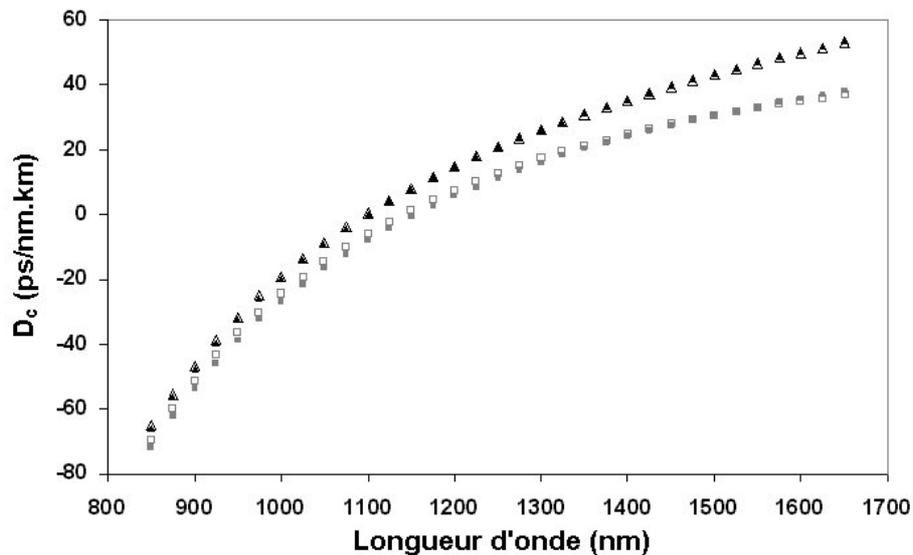
Les résultats sont présentés sur les figures III.10 a et b. La figure III.10.a présente les résultats relatifs à la FMAS de pas  $2,3 \mu\text{m}$ , et la figure III.10.b ceux concernant la FMAS de pas  $4 \mu\text{m}$ .

Une discussion détaillée de ces résultats sortirait du cadre de notre étude. Nous pouvons cependant relever que les valeurs de dispersion chromatique trouvées par la MIM

divergent par rapports aux valeurs de référence fournies par la MEF aux grandes longueurs d'onde, lorsque le pas est petit et/ou le rapport  $d/\Lambda$  est faible, c'est-à-dire lorsque le champ est peu confiné.



**Figure III.10.a** : Comparaison des courbes de dispersion obtenues par la MEF (symboles pleins) et par la MIM (symboles vides) pour une FMAS de pas  $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$  (en gris,  $d/\Lambda = 0.27$  ; en noir  $d/\Lambda = 0.44$ ) [42].



**Figure III.10.b** : Comparaison des courbes de dispersion obtenues par la MEF (symboles pleins) et par la MIM (symboles vides) pour une FMAS de pas  $\Lambda = 4\mu\text{m}$  (en gris,  $d/\Lambda = 0.27$  ; en noir  $d/\Lambda = 0.44$ ) [42].

A l'opposé, on note, comme c'était le cas lors de la comparaison des indices effectifs, que les deux méthodes fournissent des résultats en bon accord lorsque le champ est bien confiné dans le cœur de la FMAS (courtes longueurs d'onde de travail, pas grand, forte proportion d'air dans la gaine). Ceci peut s'expliquer par le fait que les variations azimutales du champ réel de la FMAS sont faibles et que le champ de la fibre de substitution définie par la MIM en donne une description approchée satisfaisante. Il s'agit maintenant de voir si ces conclusions sur le domaine de validité de la MIM peuvent être étendue au cas du calcul du facteur de recouvrement qui est un paramètre essentiel pour notre étude.

- Domaine de validité de la MIM pour le calcul de facteurs de recouvrement :

La définition du facteur de recouvrement est donnée au paragraphe II.4.2.2. Nous avons déjà souligné que la MEF était une méthode « lourde » que ce soit lors de l'étape de maillage pour décrire les distributions d'indice des fibres, ou pour résoudre les équations de Maxwell. Disposer d'une méthode simple et fiable pour évaluer les facteurs de recouvrement de différentes structures serait précieux pour identifier facilement les caractéristiques optogéométriques approchées répondant le mieux aux besoins de l'étude. Une fois cette structure identifiée, une étude plus complète d'un point de vue modal serait ensuite réalisée à l'aide de la MEF en vue d'une optimisation des paramètres. C'est dans ce but que j'ai envisagé l'emploi de la MIM pour des calculs approchés des facteurs de recouvrement.

Pour cela, dans un premier temps, j'ai calculé la repartition du champ du mode fondamental de différentes FMAS à différentes longueurs d'onde. Ces résultats ont ensuite été utilisés pour déterminer le facteur recouvrement  $\Gamma$  à chaque longueur d'onde considérée. L'expression de ce paramètre est donnée par la relation (III.13) dans le cas d'un profil à une dimension.  $\Gamma$  représente la proportion de champ électrique située dans un disque de rayon  $r_d$ , où  $r_d$  est, pour notre étude, le rayon de la zone dopée terre rare de la fibre.

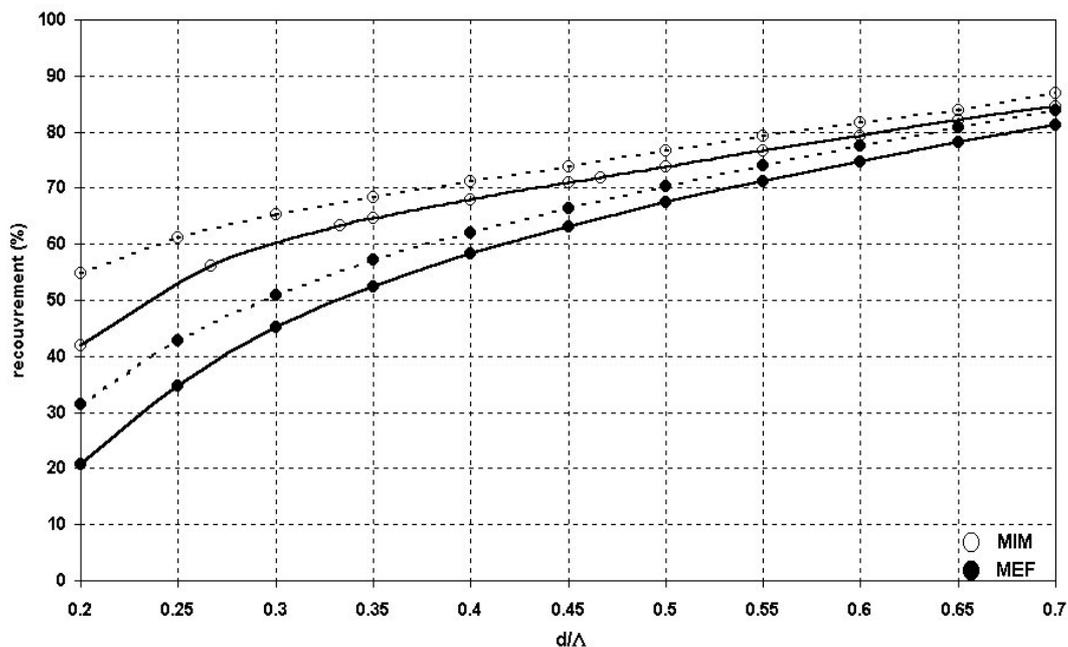
$$\Gamma = \frac{\int_0^{r_d} |E^2(r)| r dr}{\int_0^{\infty} |E^2(r)| r dr} \quad (\text{III.13})$$

$\Gamma$  traduit plus précisément le confinement du champ dans la zone centrale considérée. Dans la suite, nous conserverons cependant la dénomination de « facteur de recouvrement »

(sous entendu « entre le champ et la zone dopée ») qui est largement utilisée dans la littérature scientifique.

Revenons à présent aux tests de validité de la MIM pour les calculs de recouvrement. Pour chaque fibre, le rayon dopé est pris égal à la moitié du pas. Cette condition résulte de contraintes liées à la réalisation des préformes des FMAS. Nous la justifierons ultérieurement dans le dernier chapitre de ce mémoire lors de l'étude détaillée des principes de fabrications des FMAS dopées.

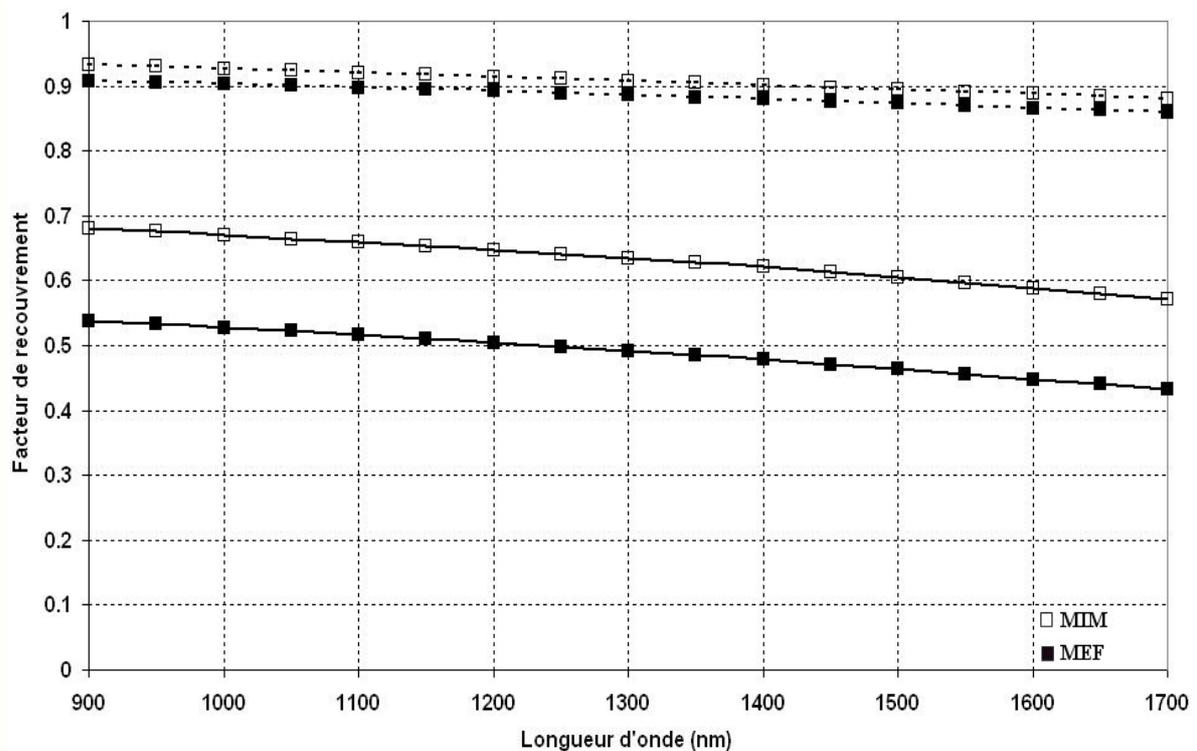
Sur la figure III.11 nous avons tracé l'évolution du facteur de recouvrement en fonction du rapport  $d/\Lambda$ , calculé à 1550nm, pour différentes valeurs du pas. Pour chaque pas, les facteurs de recouvrement obtenus par la MIM sont comparés à ceux déterminés à partir des répartitions du champ électrique issues de la MEF. Pour une meilleure lisibilité des résultats, nous nous limiterons aux cas de FMAS de pas 3 et 4  $\mu\text{m}$ .



**Figure III.11** : Evolution du facteur de recouvrement à 1550nm en fonction de  $d/\Lambda$  (trait plein  $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ , pointillés  $\Lambda = 4 \mu\text{m}$ ) obtenus avec la MIM (symboles vides) et avec la MEF (symboles pleins).

Les courbes représentées sur la figure III.11 appellent plusieurs commentaires. On note tout d'abord que les facteurs de recouvrement sont d'autant plus élevés que le rapport  $d/\Lambda$  est grand. Cette observation est valable quel que soit l'espacement entre les trous des

FMAS. Ce résultat est en accord avec les propriétés du champ électrique dans une FMAS que nous avons présentées dans le chapitre I. Plus la quantité d'air est importante, plus le champ électrique est confiné dans la région constituant le cœur de la fibre, ce qui améliore le recouvrement avec la région dopée. Au contraire, lorsque la quantité d'air diminue, le champ électrique « évite » les trous d'air et s'étend plus largement entre ceux-ci d'où une diminution du facteur de recouvrement. On observe la même tendance quelle que soit la méthode utilisée. Cependant, la MIM et la MEF fournissent des valeurs différentes de facteurs de recouvrement en fonction du rapport  $d/\Lambda$  considéré. On peut remarquer que pour de fortes valeurs de  $d/\Lambda$  (supérieures à 0.65), l'écart absolu entre les deux méthodes n'excède pas les 4% alors que l'écart entre les deux méthodes peut atteindre les 20% pour de faibles valeurs de  $d/\Lambda$ .



**Figure III.12** : Evolution du facteur de recouvrement en fonction de la longueur d'onde pour deux fibres de pas  $3\mu\text{m}$  (trait plein :  $d = 0,9\mu\text{m}$ , pointillé :  $d = 2,4\mu\text{m}$ ) calculés par la MIM (symboles vides), et la MEF (symboles pleins).

L'évolution du facteur de recouvrement en fonction de la longueur d'onde pour deux types de FMAS est représentée sur la figure III.12. Les facteurs de recouvrement ont été calculés par la MIM et la MEF pour deux FMAS de pas  $\Lambda = 3\mu\text{m}$ . Pour une des fibres, la proportion d'air dans la gaine est faible ( $d = 0,9\mu\text{m}$  soit  $d/\Lambda = 0,3$ ), alors que pour la seconde,

cette proportion est très forte ( $d = 2,4\mu\text{m}$  soit  $d/\Lambda = 0,8$ ). Les résultats sont en accord avec ceux présentés précédemment : on retrouve bien de fortes valeurs de recouvrement pour la FMAS dont la quantité d'air dans la gaine est la plus élevée. En ce qui concerne les résultats obtenus par la MIM, on note que pour un rapport  $d/\Lambda = 0,8$ , on obtient des facteurs de recouvrement, déterminés respectivement à partir des champs issus de la MEF et la MIM, de 0,91 et 0,93 à 980nm et de 0,87 et 0,89 à 1550nm. Les résultats obtenus par les deux méthodes sont donc en bon accord lorsque la proportion d'air dans la gaine est forte.

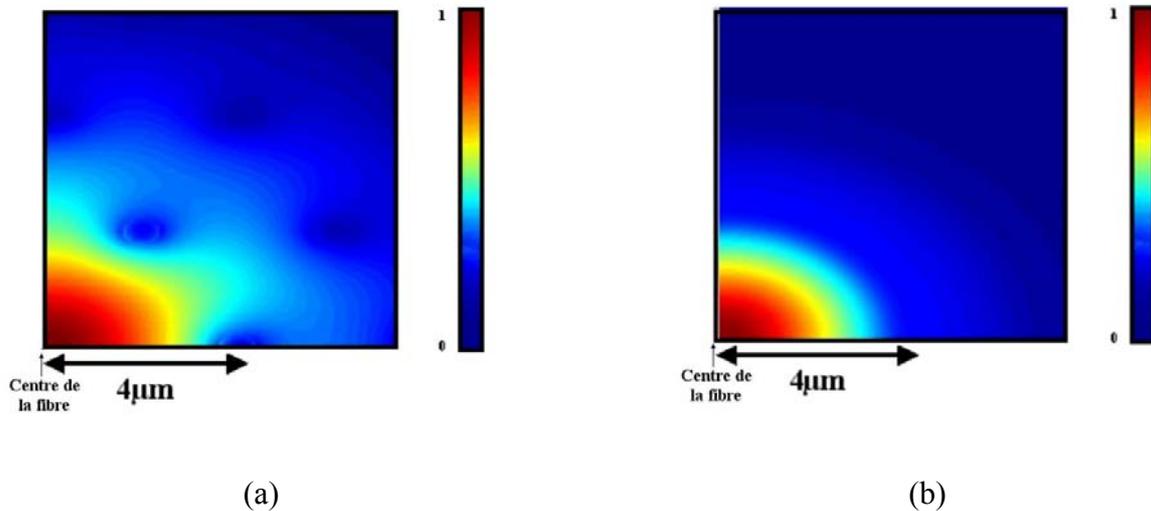
Si on considère maintenant le cas de la FMAS avec  $d/\Lambda = 0,3$ , on obtient des facteurs de recouvrement, calculés respectivement grâce aux champs déterminés par la MEF et la MIM, de 0,55 et 0,69 à 980nm et de 0,45 et 0,6 à 1550nm. Cette fois ci, on note un net désaccord entre les résultats fournis par les méthodes. La MIM n'est donc pas applicable dans ce cas.

Ces résultats permettent de conclure que la méthode approchée donne des résultats en accord avec la MEF pour des FMAS présentant des rapports  $d/\Lambda$  élevés. Du fait de la faible variation de l'étalement du champ avec la longueur d'onde, le facteur de recouvrement varie peu avec celle-ci, ce qui est d'autant plus vrai que le champ est bien confiné dans le cœur. On peut aussi remarquer que la décroissance du facteur de recouvrement mise en évidence par la MEF est aussi obtenue par la MIM, avec des pentes comparables.

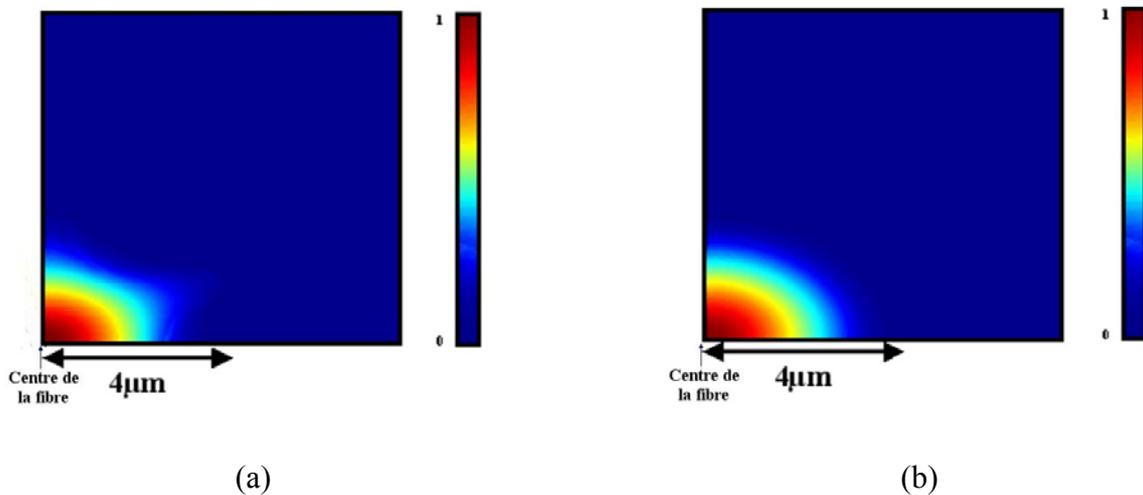
Ces résultats s'expliquent par l'évolution du champ électrique en fonction du rapport  $d/\Lambda$ . Lorsque la proportion d'air dans la gaine est faible, le champ électrique peut s'étaler largement entre les trous d'air. Cette situation est illustrée sur la figure III.13 (a) pour une FMAS de pas  $4\mu\text{m}$  et de diamètre de trous  $0,8\mu\text{m}$  (soit  $d/\Lambda = 0,2$ ). On observe bien les fortes variations azimutales du champ au niveau de la première couronne de trous. La MIM permet de calculer un champ moyen à symétrie de révolution à partir du profil 2D d'une FMAS (figure III.13 (b)). Dans ce cas, le champ issu du profil moyen 1D ne prend pas en compte ces variations qui influent sur la valeur du facteur de recouvrement et les résultats issus de la MIM ne peuvent donc pas être utilisés pour déterminer ce paramètre.

Au contraire, lorsque le diamètre des trous est important (soit une grande proportion d'air dans la gaine), le champ électrique est bien confiné dans la région de cœur et ne présente que de faibles variations azimutales au niveau de la première couronne (figure III.14 (a)). Ce champ s'apparente plus à un champ à symétrie de révolution tel que celui obtenu par la

méthode approchée (figure III.14 (b)). Les calculs de facteurs de recouvrement effectués à partir des champs issus de la MIM sont alors en bon accord avec ceux obtenus à partir des champs issus de la MEF.



**Figure III.13** : Module du champ du mode fondamental obtenu par la MEF représenté sur un quart de la fibre (a) et par la MIM (b) pour une FMAS de pas  $\Lambda = 4\mu\text{m}$  et de diamètre de trous  $d = 0,8\mu\text{m}$  à 1550nm.



**Figure III.14** : Module du champ du mode fondamental obtenu par la MEF sur un quart de la fibre (a) et par la MIM (b) pour une FMAS de pas  $\Lambda = 4\mu\text{m}$  et de diamètre de trous  $d = 3,2\mu\text{m}$  à 1550nm.

En conclusion, on peut noter que cette méthode de simulation est bien adaptée pour les calculs de dispersion chromatique de FMAS présentant des pas et des diamètres de trous

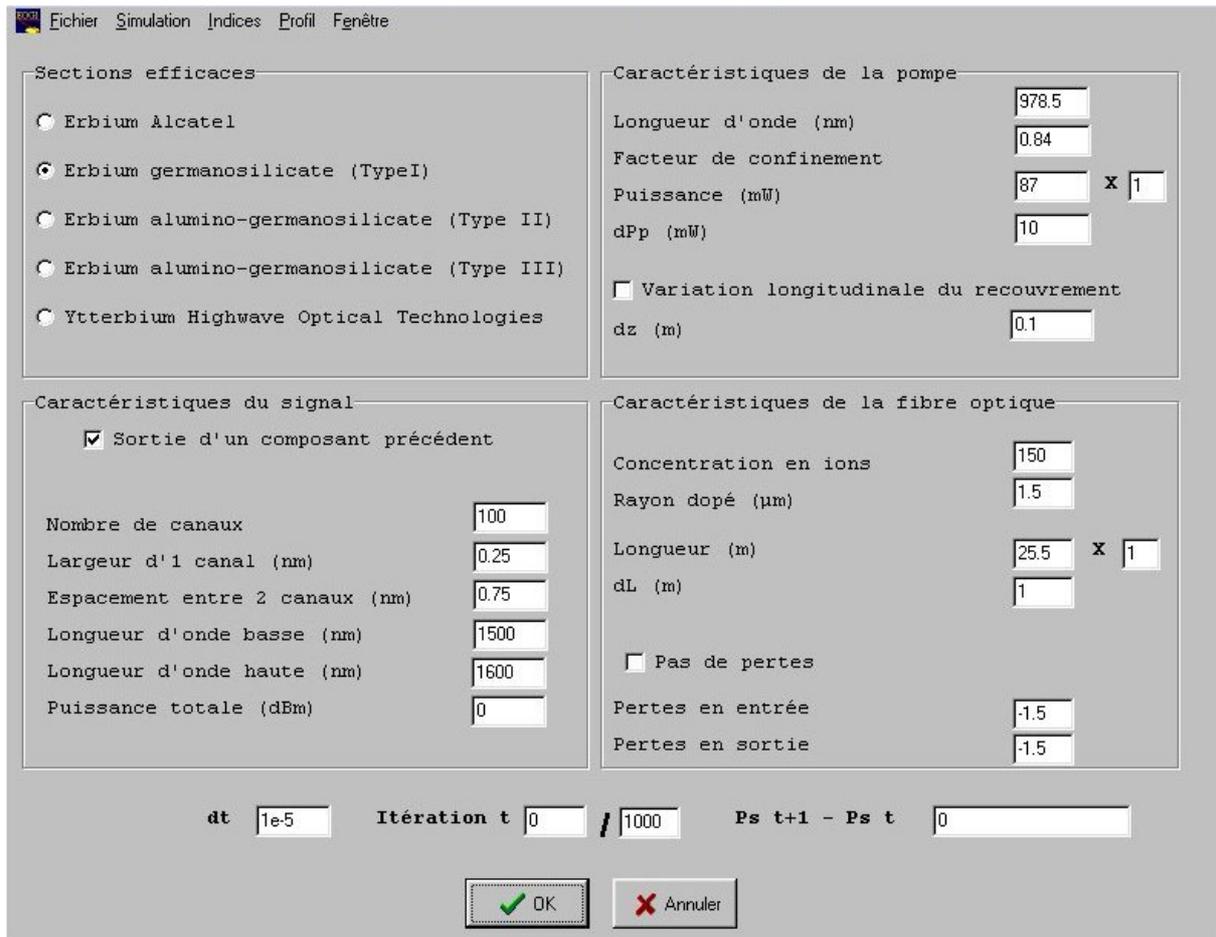
élevés et qu'elle donne des résultats d'autant plus fiables que la longueur d'onde est courte. En ce qui concerne la détermination de facteurs de recouvrement, la MIM ne peut se substituer à la MEF que pour des FMAS présentant une forte proportion d'air dans leur gaine.

Le code basé sur la MIM servira à effectuer une première approche pour la détermination des caractéristiques des modes recherchés (indices effectifs, facteurs de recouvrement, etc.). C'est un outil rapide qui nécessite peu d'espace mémoire et permet une détermination approximative des paramètres recherchés en quelques minutes alors que l'utilisation de la MEF peut nécessiter plusieurs heures. Lorsqu'une structure jugée intéressante a pu être identifiée, elle doit être modélisée par la MEF pour obtenir des résultats plus fiables et plus précis, et pour permettre une optimisation des paramètres, en particulier les facteurs de recouvrement.

### III.2.3. Logiciel de simulation des amplificateurs optiques

Dans le cadre de notre étude sur les amplificateurs optiques à FMAS dopées  $\text{Er}^{3+}$ , nous avons présenté la première étape qui consiste à modéliser ces structures afin d'identifier les modes qui peuvent se propager dans de telles fibres et de décrire leur répartition de champ. Ces données sont ensuite utilisées par un logiciel développé au sein de notre équipe pour simuler les performances d'un amplificateur optique.

Au cours de sa thèse de doctorat, Philippe Roy a développé un programme permettant de prédire le comportement de lasers déclenchés à fibres fonctionnant à une seule longueur d'onde [44]. Sur cette base, Sébastien Février a ensuite très largement développé le programme afin qu'il puisse simuler le comportement d'amplificateurs à fibre optiques utilisant des signaux de type WDM et il a conçu une interface graphique qui facilite les échanges entre l'utilisateur et le logiciel (figure III.15) [45]. Ce programme permet de résoudre les équations couplées (II.13), (II.14), (II.17), (II.23) et (II.24).



**Figure III.15 :** Interface graphique du logiciel de simulation des amplificateurs optiques dont nous disposons.

La figure III.15 montre tous les paramètres sur lesquels l'utilisateur peut agir. Nous allons nous intéresser plus en détails à chacun de ces paramètres. La fenêtre du logiciel se décompose en 4 parties : caractéristiques de la fibre optique, des ondes de pompe et de signal, et les sections efficaces.

- Les caractéristiques de la fibre optique

Ce premier bloc permet de préciser la concentration en ions de terre rare (en ppm) ainsi que le rayon dopé. Le programme traite le cas où la répartition de dopant est uniforme. Il est également possible de choisir la longueur de fibre amplificatrice qui peut être un paramètre variable. Les pertes en entrée et en sortie de la fibre optique sont prises en compte pour traiter des cas réels et notamment les pertes aux raccordements.

- Les caractéristiques de l'onde de pompe

L'utilisateur peut ici choisir la longueur d'onde du signal de pompe ainsi que sa puissance. La puissance de pompe peut être considérée comme un paramètre variable à partir d'une valeur initiale, d'un pas et d'un nombre d'itérations fixés par l'utilisateur. La valeur du facteur de recouvrement à la longueur d'onde de pompe doit également être fournie par l'utilisateur.

- Les caractéristiques de l'onde signal

Dans ce bloc, on définit les caractéristiques d'un signal qui peut être de type WDM. Il est en effet possible de choisir sur combien de canaux le signal va être réparti, la largeur et l'espacement de ces canaux, la plage de longueur d'onde sur laquelle on va travailler ainsi que la puissance totale du signal. On peut noter que contrairement à la pompe, il n'y a pas d'espace visiblement réservé au facteur de recouvrement. Ce paramètre, comme nous l'avons déjà expliqué, dépend de la longueur d'onde considérée. Il doit donc être calculé pour chaque longueur d'onde de travail. Pour cette raison, ces données sont indirectement fournies au logiciel via un fichier de points annexe.

- Les sections efficaces

Les sections efficaces d'un ion actif dans une matrice donnée, introduites dans le paragraphe II.3.3, jouent un rôle primordial puisqu'elles interviennent dans toutes les équations couplées. Elles dépendent des co-dopants incorporés avec l'erbium. Nous avons ainsi pu voir au paragraphe II.3.3 que le milieu amplificateur avec un codopage germanosilicate (dit de « Type I ») présentait des sections efficaces d'absorption et d'émission nettement différentes de celles obtenues avec un co-dopage alumino-germanosilicate de Type III. Le logiciel prend en compte différentes sections efficaces, en particulier celles obtenues avec des co-dopages germanosilicate (Type I) ou des co-dopages alumino-germanosilicate (Type III) [28]. Les valeurs de ces sections efficaces sont purement théoriques mais servent de base aux calculs des caractéristiques des amplificateurs. Il est également possible de prendre en compte des sections efficaces réelles issues de mesures. Cette question sera traitée plus particulièrement dans le chapitre IV.

Le logiciel de simulation des amplificateurs donne aussi accès à un certain nombre de paramètres présentés sur la figure III.16. Bien évidemment, on peut obtenir le gain et le facteur de bruit de l'amplificateur mais aussi connaître la puissance de pompe résiduelle, la puissance d'ASE co ou contra-propagative, le rapport signal à bruit etc.

Le logiciel a été validé par Sébastien Février en comparant les résultats de simulation qu'il fournit avec des résultats expérimentaux mis à notre disposition par Alcatel [45].



**Figure III.16** : fenêtre de sauvegarde du logiciel de simulation des amplificateurs optiques.

### III.3. FMAS à arrangement triangulaire dopée $Er^{3+}$

La première étape dans la simulation des FMAS dopée  $Er^{3+}$  pour application à l'amplification optique a consisté à déterminer une ou plusieurs structures permettant d'obtenir de fortes valeurs de facteurs de recouvrement, tout en conservant le caractère monomode de la propagation, aux longueurs d'onde de travail. Dans le cadre de notre étude, nous avons dans un premier temps considéré le cas de FMAS à arrangement de type triangulaire. Cette configuration a été choisie car elle permet un guidage par RTI et surtout, c'est celle qui, du point de vue technique, permet le plus facilement la fabrication de fibres à section régulière (voir le chapitre IV). En ce qui concerne le caractère monomode aux longueurs d'onde de travail (à savoir entre 950 et 1650nm), nous avons vu au paragraphe I.4.3 que les FMAS à arrangement de type triangulaire permettaient le guidage d'un mode unique

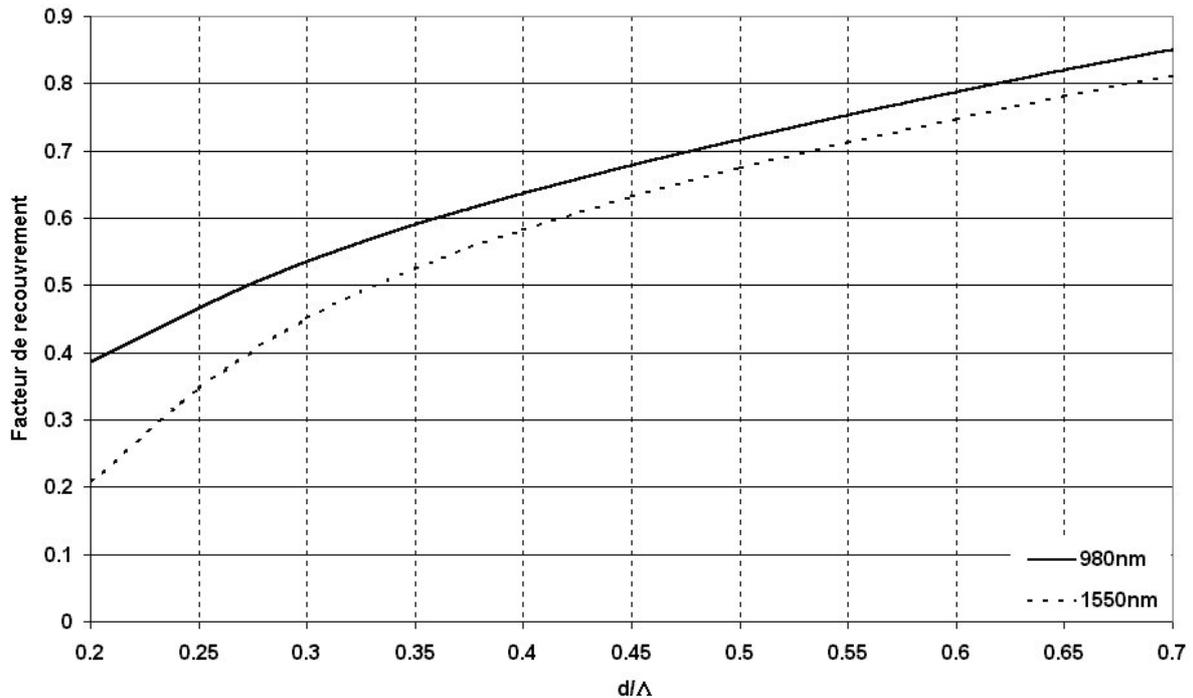
sur une large bande de longueurs d'onde pour des rapports  $d/\Lambda \leq 0,4$ . Cette valeur limite de  $d/\Lambda$  constituera un critère de sélection des FMAS pour application à l'amplification optique.

Dans un premier temps, je me suis attaché à réaliser une estimation du facteur de recouvrement pour différentes structures de FMAS afin de pouvoir en identifier une qui sera ensuite utilisée pour modéliser un amplificateur optique.

### III.3.1. Evolution des facteurs de recouvrement

Tout d'abord, j'ai cherché quelles valeurs pouvait prendre le facteur de recouvrement dans des FMAS présentant un rayon dopé égal à celui d'une FSI amplificatrice classique. Nous désignons par « FSI amplificatrice classique » une FSI très fréquemment utilisée dans les lignes de télécommunication dont les caractéristiques optogéométriques (dimensions de la zone dopée, concentrations en ions  $\text{Er}^{3+}$ , facteurs de recouvrement) sont les suivantes : le rayon dopé est de  $1,5\mu\text{m}$  et la différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine est  $\Delta n = 21.10^{-3}$ . Ces données nous ont été fournies par les laboratoires d'Alcatel à Marcoussis. Elles ont servi de valeur de références pour nos calculs et comparaisons.

Pour le calcul du facteur de recouvrement, le rayon de la zone dopée est un paramètre évidemment essentiel. Dans la FSI de référence, le rayon dopé est de  $1,5\mu\text{m}$ . Nous avons déjà évoqué le fait que, compte tenu de la technique de fabrication par assemblage de tubes et de barreaux, le rayon de la zone dopée maximal qui peut être obtenu dans une FMAS ne peut excéder la moitié du pas. Afin de pouvoir comparer ultérieurement les facteurs de recouvrement dans la FSI de référence et dans les FMAS, il est nécessaire que les deux fibres présentent le même rayon de zone dopée. C'est pourquoi j'ai considéré dans un premier temps le cas d'une FMAS de pas  $3\mu\text{m}$  dont la zone dopée a pour rayon  $1,5\mu\text{m}$ . Pour cette fibre, j'ai tracé l'évolution du facteur de recouvrement en fonction du rapport  $d/\Lambda$ . Ce calcul a été effectué à  $980\text{nm}$  et à  $1550\text{nm}$  (figure III.17).



**Figure III.17** : évolution du facteur de recouvrement pour une FMAS de pas  $\Lambda = 3\mu\text{m}$  en fonction du rapport  $d/\Lambda$ , pour un rayon de la zone dopée de  $1,5\mu\text{m}$  (trait plein : 980nm, pointillés : 1550nm)

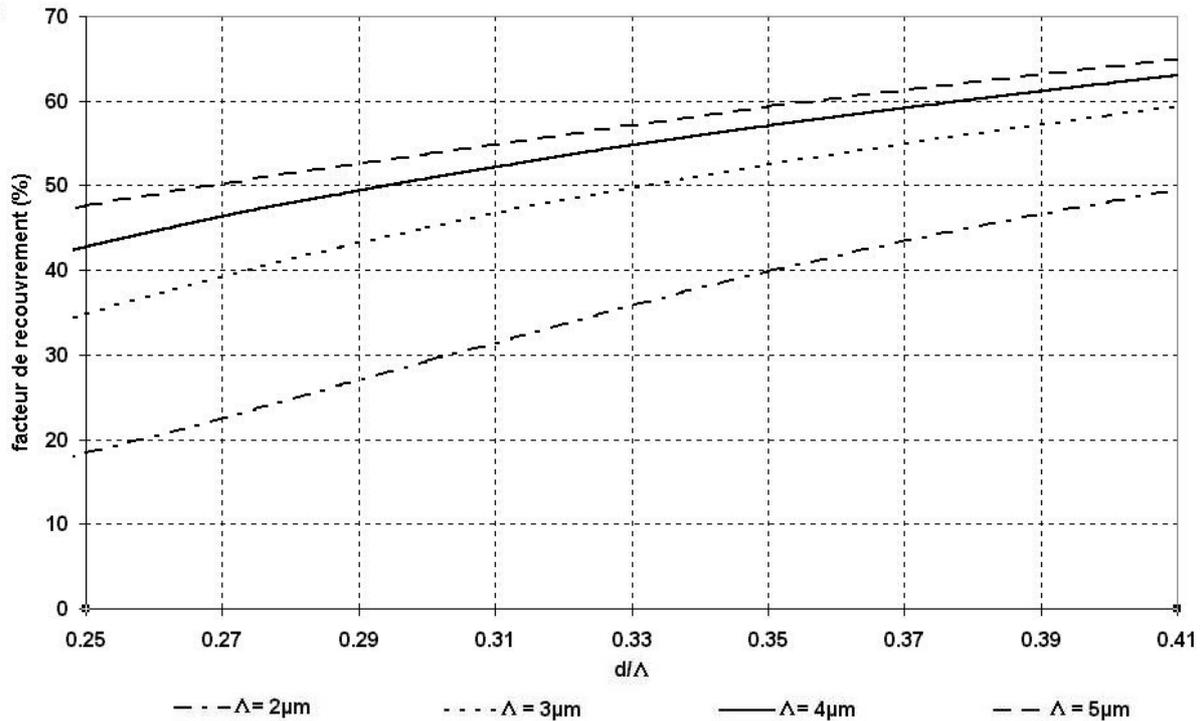
Les calculs ont été réalisés pour des rapport  $d/\Lambda$  variant de 0,2 à 0,7. La MIM n'étant pas valide sur toute la gamme de  $d/\Lambda$  explorée, la MEF a été choisie pour décrire les champs électriques du mode fondamental de chaque structure. Les facteurs de recouvrement ont été calculés à l'aide de la relation (III.12).

Sur la figure III.17, on constate d'abord que pour une valeur fixée de  $d/\Lambda$ , le facteur de recouvrement varie peu avec la longueur d'onde pour des valeurs de  $d/\Lambda > 0,4$  (variation inférieure à 10% entre 980 et 1550nm). Puisque le champ est mieux confiné dans le cœur lorsque la proportion d'air dans la gaine est grande, la variation de l'étalement du champ électrique avec la longueur d'onde est moindre lorsque le rapport  $d/\Lambda$  augmente. Ces résultats sont en accord avec ceux présentés précédemment.

On remarque aussi que le meilleur facteur de recouvrement est obtenu aux fortes valeurs du rapport  $d/\Lambda$  (supérieures à 0,6 ou 0,7). Nous avons vu au paragraphe III.2.2.3 que lorsque la proportion d'air dans la gaine est élevée (c'est-à-dire lorsque les trous sont de grande dimension), le champ électrique ne s'insinue que très peu entre les trous de la première couronne. La proportion de champ électrique dans la région du cœur, et en particulier dans la région dopée, est plus importante que lorsque les rayons des trous sont petits, ce qui conduit à des facteurs de recouvrement élevés. En effet, pour des valeurs de  $d/\Lambda > 0,6$ , le facteur de recouvrement est supérieur à 75%. Il serait alors tentant de modéliser une FMAS avec une forte proportion d'air dans la gaine. Cependant, un deuxième critère à prendre en compte dans notre modélisation est le caractère monomode aux longueurs d'onde de travail. Nous savons que cette condition est vérifiée sur une très large bande spectrale pour  $d/\Lambda \leq 0,4$ . Dans ce cas, le facteur de recouvrement n'excède pas les 65% quelle que soit la longueur d'onde considérée. Il faut donc chercher un moyen qui permette d'obtenir de fortes valeurs de recouvrement tout en conservant un rapport  $d/\Lambda \leq 0,4$ , ou, si  $d/\Lambda$  est supérieur à 0,4, en vérifiant que la fibre reste monomode aux longueurs d'onde de pompe et de signal.

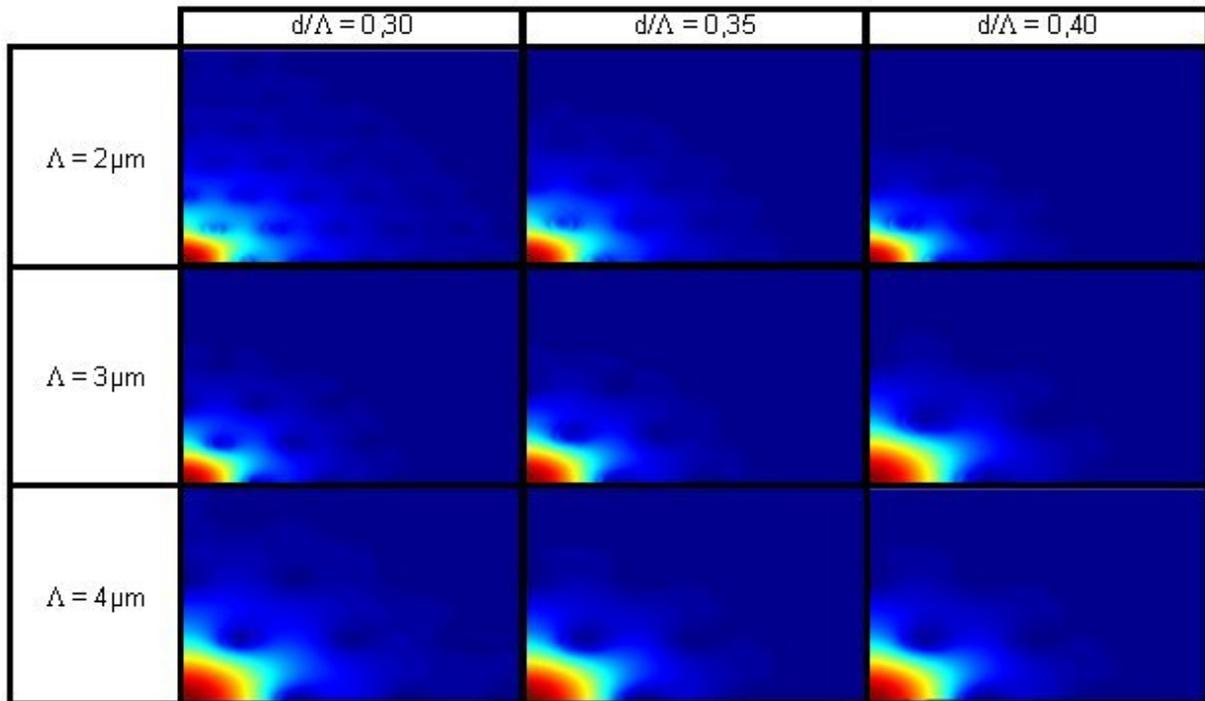
D'autre part, lors des travaux de validation de la MIM, j'ai pu remarquer que pour un rapport  $d/\Lambda$  fixé, le fait d'augmenter le pas, tout en conservant un rayon dopé égal à  $\Lambda/2$ , permettait d'améliorer le facteur de recouvrement. Cette propriété va être mise à profit afin d'améliorer le facteur de recouvrement pour une valeur fixée de  $d/\Lambda$ .

Sur la figure III.18 a été représentée l'évolution du facteur de recouvrement en fonction de  $d/\Lambda$  pour différentes valeurs du pas. Ces résultats ont été obtenus grâce à la MEF. Pour chaque FMAS, le rayon de la zone dopée a été pris égal à  $\Lambda/2$ . Les courbes ont été limitées à des rapports  $d/\Lambda < 0,4$  pour garantir le caractère monomode large bande de la propagation. Comme on pouvait le pressentir, pour une valeur fixée  $d/\Lambda$ , le fait d'augmenter la valeur du pas du réseau de trous (et par conséquent le rayon de la zone dopée) entraîne une amélioration du facteur de recouvrement. Cependant, on peut remarquer que cette amélioration tend vers une valeur limite. Pour un rapport  $d/\Lambda = 0,3$ , l'écart entre les facteurs de recouvrement obtenus pour des pas de  $2\mu\text{m}$  et de  $3\mu\text{m}$  est de 15% alors que la variation n'est plus que de 2.87% lorsque le pas passe de  $4\mu\text{m}$  à  $5\mu\text{m}$ .



**Figure III.18** : Evolution du facteur de recouvrement en fonction du rapport  $d/\Lambda$  pour différents pas (— — — :  $\Lambda = 2\mu\text{m}$ , ..... :  $\Lambda = 3\mu\text{m}$ , ——— :  $\Lambda = 4\mu\text{m}$ , - - - :  $\Lambda = 5\mu\text{m}$ ).

Ce comportement peut s'expliquer en considérant l'évolution du champ électrique en fonction du pas. Nous avons vu au cours des tests de validité de la MIM que, à une distance donnée de l'axe, le champ électrique subit des variations azimutales au niveau de la première couronne de trous et que ces variations sont d'autant plus importantes que la proportion d'air dans la gaine est faible. Un phénomène similaire peut être observé lorsque le pas diminue, pour un rapport  $d/\Lambda$  fixé. Dans ce cas le champ électrique est moins confiné dans la région du cœur lorsque le pas de la fibre est plus petit. Le mode a tendance à s'étaler entre les trous d'air. Au contraire, lorsque le pas augmente, le diamètre du cœur de la fibre augmente lui aussi et le champ électrique s'étale moins entre les trous. Lorsque le pas augmente, les variations azimutales diminuent (mais de manière moins significative que lorsque la proportion d'air dans la gaine augmente). La proportion de champ électrique située dans la zone dopée est alors plus importante d'où un facteur de recouvrement plus important pour des pas élevés. L'ensemble de ces évolutions est illustré sur la figure III.19.



**Figure III.19** : module du champ électrique du mode fondamental dans différentes FMAS pour différentes valeurs du rapport  $d/\Lambda$ , pour  $\Lambda = 2\mu\text{m}$ ,  $3\mu\text{m}$  et  $4\mu\text{m}$ .

Pour obtenir de grands facteurs de recouvrement, il semble donc intéressant de modéliser une FMAS ayant un pas élevé. La question se pose alors de la valeur maximale que l'on peut raisonnablement donner au pas. Compte tenu des applications visées qui nécessitent le raccordement de fibres amplificatrices avec des fibres à saut d'indice monomodes, il faut choisir un rayon de cœur pour la FMAS tel que la taille du mode guidé soit adaptée à celle du mode de la FSI à laquelle on souhaite la relier, afin que les pertes au raccordement demeurent acceptables. Cette taille est fonction de la fréquence spatiale normalisée  $V$ , c'est-à-dire à la fois du rayon du cœur et de l'ouverture numérique. Dans une fibre classique,  $V$  est de l'ordre de 2,25 et on choisit le rapport  $d/\Lambda = 0,4$  (pour conserver aussi le caractère monomode de la propagation à 980nm), on trouve que le rapport  $a_{\text{eq}}/\lambda$  doit valoir environ 3,2 (voir figure I.5) où  $a_{\text{eq}}$  est le rayon de cœur de la fibre à saut d'indice équivalente ( $a_{\text{eq}} = 0,64\Lambda$ ). Dans ces conditions, on trouve  $\Lambda = 7,8\mu\text{m}$ .

En terme de modélisation, le fait d'augmenter la taille des structures contribue à accroître considérablement le nombre de mailles nécessaires pour la détermination des modes guidés mais un nombre d'éléments trop important peut entraîner un dépassement de capacité du calculateur. Pour limiter ce nombre, on peut chercher à augmenter raisonnablement la taille des mailles des couronnes périphériques (taille  $< \lambda/4$ ) mais malgré cela, des structures de pas  $7\mu\text{m}$  présentant au moins 3 couronnes de trous d'air génèrent un nombre d'éléments trop important pour que la détermination des champs puisse être obtenue avec le calculateur mis à ma disposition. Pour cette raison, j'ai dû limiter mon étude à celle de FMAS de pas  $6\mu\text{m}$  au maximum.

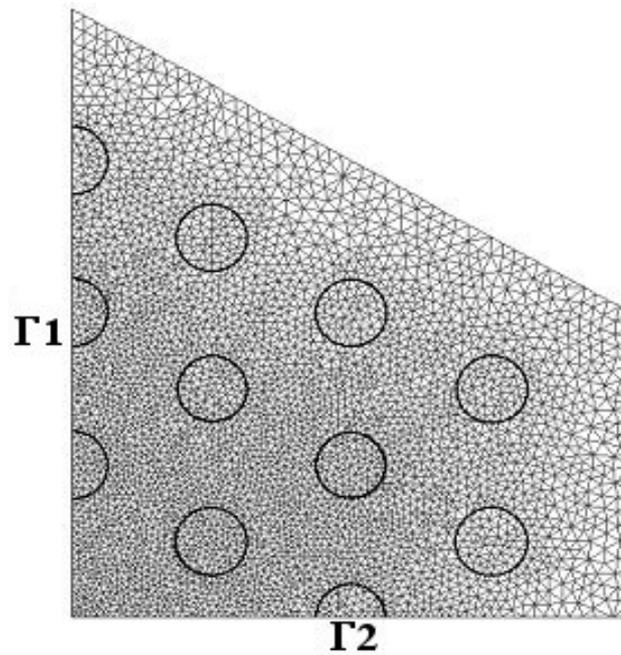
### III.3.2. Etude d'une FMAS de pas $\Lambda = 6\mu\text{m}$ et de diamètre de trous $d = 2,4\mu\text{m}$

L'étude de FMAS de pas  $6\mu\text{m}$  pour différents diamètres de trous  $d$  a montré que des fibres avec  $d \geq 2,7$  assuraient toutes le guidage de plusieurs modes à  $980\text{nm}$ . Pour cette raison, nous nous sommes tournés vers l'étude d'une FMAS de pas  $\Lambda = 6\mu\text{m}$  et de diamètre de trous  $d = 2,4\mu\text{m}$  (soit  $d/\Lambda = 0,4$ ).

#### III.3.2.1. Etude des modes guidés

La structure optogéométrique de la FMAS ( $\Lambda = 6\mu\text{m}$ ,  $d = 2,4\mu\text{m}$ ) a été décrite puis sa section droite a été discrétisée sous Flux3D avant que les modes guidés dans le cœur ne puissent être déterminés par la MEF.

Sur la figure III.20 a été représentée la structure modélisée et maillée. Dans un premier temps, on ne considère que 3 couronnes de trous d'air. Une étape préliminaire va permettre de déterminer les modes guidés dans le cœur de la fibre et d'estimer leur permittivité effective.



**Figure III.20** : quart de FMAS ( $\Lambda = 6\mu\text{m}$ ,  $d = 2,4\mu\text{m}$ ) modélisé et maillé sous Flux3D

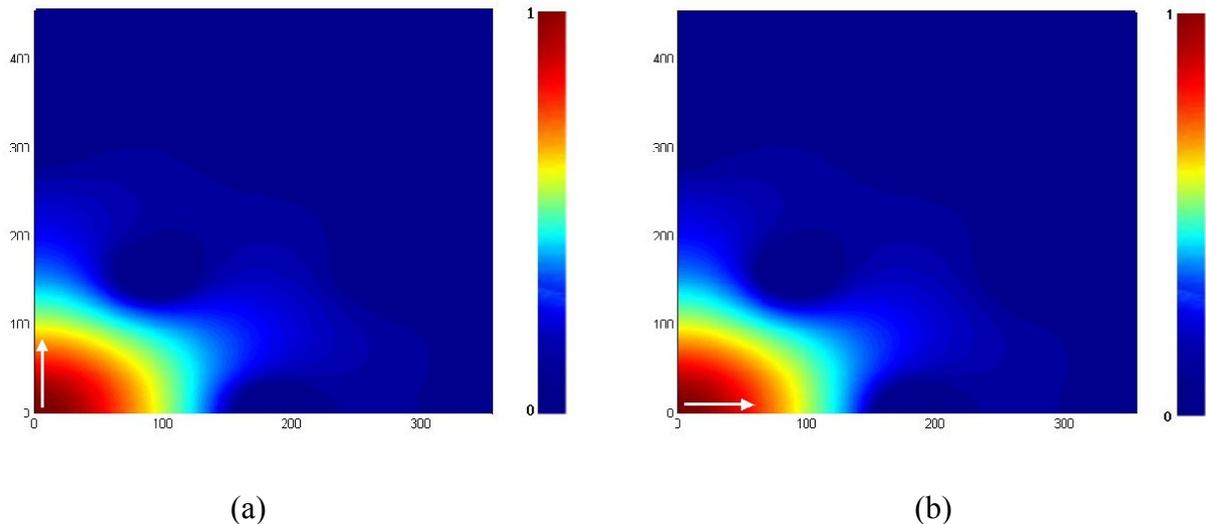
Comme nous l'avons vu dans la présentation de la MEF, on met à profit les plans de symétrie des modes de la structure afin de diviser par quatre le nombre de mailles. Les temps de calculs sont alors considérablement réduits par rapport à l'étude de la structure complète. Pour imposer une polarisation au champ électrique, il faut appliquer des conditions de CCE et de CCM sur  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_2$  en fonction du mode recherché. Prenons par exemple le cas du champ électrique du mode fondamental polarisé verticalement, comme montré sur la figure III.5. Dans ce cas, le contour  $\Gamma_1$  doit être un CCM et le contour  $\Gamma_2$  un CCE, comme nous l'avons vu au paragraphe III.2.1.3. Pour déterminer le champ électrique du mode fondamental polarisé horizontalement, il suffira d'inverser ces deux conditions aux limites. Pour les modes d'ordres supérieurs, on applique des CCE sur  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_2$  pour chercher les modes  $TE_{01}$  et  $HE_{21x}$  et on applique des CCM sur ces deux mêmes contours pour chercher les modes  $TM_{01}$  et  $HE_{21y}$ . En ce qui concerne le contour extérieur, deux cas sont envisageables : soit on suppose la structure sans pertes et on applique un CCE qui impose une annulation du champ à ce niveau, soit on considère une structure à pertes et on applique une impédance de surface. Bien sûr, l'application d'une impédance de surface sur le contour extérieur pour la détermination des pertes de confinement des modes allonge les temps de calculs. Dans un premier temps, nous ne cherchons qu'à connaître les modes existant dans cette structure aux différentes longueurs d'onde de travail. Il n'est donc pas nécessaire lors de cette étape de calculer les pertes de

propagation de ces modes et nous appliquerons un CCE sur le contour extérieur de la fibre. Il faut néanmoins s'assurer que le niveau de champ du mode recherché est suffisamment faible au niveau de ce contour pour éviter une réflexion au niveau du CCE qui fausserait le calcul de l'indice effectif et qui donnerait une cartographie de champ déformée. La taille des mailles doit être choisie pour rester de l'ordre de  $\lambda/6$ , notamment au niveau de la zone guidante et de la première couronne. La taille de maille dans cette région a été prise égale à  $0,16\mu\text{m}$  pour des calculs effectués entre 980 et 1600nm.

Les FMAS guidant les modes par RTI, une fibre monomode aux courtes longueurs d'onde le restera aux longueurs d'onde plus élevées. Comme nous souhaitons concevoir une fibre qui soit monomode entre 980 et 1600nm, nous allons chercher les modes guidés par la FMAS de  $\Lambda = 6\mu\text{m}$  et  $d = 2,4\mu\text{m}$  à 980nm. Si la fibre est monomode à cette longueur d'onde elle doit le rester pour les longueurs d'onde qui porteront le signal à amplifier (autour de 1550nm). Cependant, la structure décrite étant parfaitement régulière, et même s'il est peu probable que des modes d'ordres supérieurs soient guidés par résonance transverse à 1550nm, nous nous assurerons aussi que la FMAS n'autorise la propagation que d'un mode unique à cette longueur d'onde.

Avant tout, il faut connaître l'indice de la gaine (suivant la méthode exposée au paragraphe III.2.1.4) pour limiter l'intervalle d'étude. A la longueur d'onde de 980nm, la permittivité de la silice est de 2,10445, soit un indice de réfraction de 1,450671. Pour la fibre étudiée, on trouve une permittivité effective de 2,09572 à 980nm pour le mode fondamental de la gaine infinie, soit un indice effectif de 1,447660. La permittivité effective  $\epsilon_{\text{eff}}$  des modes guidés dans le cœur de cette FMAS devra donc être comprise entre ces deux valeurs limites de la permittivité à 980nm soit  $2,09572 < \epsilon_{\text{eff}} < 2,10445$ .

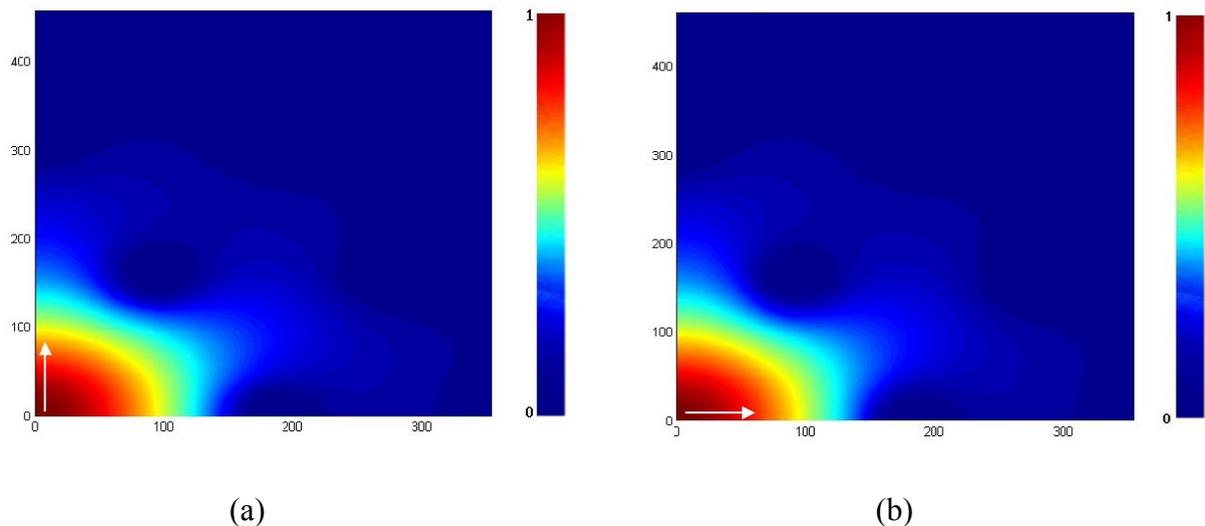
Sur cet intervalle de permittivité, après avoir appliqué les conditions aux limites adéquates pour chaque mode recherché, nous avons constaté que seul le mode fondamental pouvait se propager dans le cœur de la fibre. Ce mode présente une permittivité effective de 2,100039 pour les deux polarisations. En fait, une analyse plus attentive montre qu'il existe un léger écart de permittivité entre les deux polarisations. Cette différence, inférieure à  $3.10^{-11}$ , n'a pas de signification physique. Elle correspond à la précision ultime du calculateur. Les modules du champ électrique des modes  $\text{HE}_{11x}$  et  $\text{HE}_{11y}$  pour la FMAS étudiée à 980nm ont été représentés sur la figure III.21 et mettent en évidence que la répartition de champ varie peu avec la polarisation.



**Figure III.21** : Répartition en module à 980nm du champ électrique du mode a)  $HE_{11x}$ , b)  $HE_{11y}$ .

Ces premiers résultats permettent de penser que la structure étudiée présentera un comportement monomode aux longueurs d'onde de travail. Pour confirmation, nous allons suivre à 1550nm la même démarche qu'à 980nm.

Dans ce cas, la permittivité effective du mode fondamental de la gaine infinie vaut 2,06535, ce qui correspond à un indice effectif de 1,437133. A cette longueur d'onde, la permittivité de la silice est de 2,085204 (soit un indice de réfraction de 1,444023). Sur cet intervalle de recherche, seul le mode fondamental peut être guidé par la fibre (figure III.22), comme le laissaient pressentir les résultats obtenus à 980nm. Ce mode présente un indice effectif de 2,074612. On peut noter que les distributions d'énergie à 980nm et à 1550nm sont sensiblement les mêmes. On remarque une variation azimutale légèrement plus grande de la répartition d'énergie à 1550nm par rapport à celle observée à 980nm. La FMAS de caractéristiques  $\Lambda = 6\mu\text{m}$  et  $d = 2,4\mu\text{m}$  remplit donc la première des conditions que l'on souhaite, à savoir assurer le guidage d'un mode unique aux longueurs d'onde de pompe et de signal auxquelles nous souhaitons travailler pour des applications à l'amplification optique.



**Figure III.22** : Répartition en module à 1550nm du champ électrique du mode a)  $HE_{11x}$ , b)  $HE_{11y}$ .

En ce qui concerne le mode fondamental de cette fibre (quelle que soit sa polarisation), il sera bien guidé par une telle structure puisque sa constante de propagation vérifie la relation (I.2) donnée dans le premier chapitre. Mais il faut également connaître ses pertes de confinement. En effet, si l'atténuation linéique est trop importante, l'énergie du mode décroît très vite au cours de la propagation et peut devenir insuffisante en quelques mètres, voire quelques centimètres. La fibre ne sera alors d'aucune utilité pour les applications visées. Pour déterminer ces pertes, il est nécessaire de rechercher une nouvelle fois le mode fondamental de cette structure mais en appliquant une impédance de surface sur le contour extérieur de la fibre.

Nous savons que l'impédance de surface doit être adaptée à l'impédance de l'onde se propageant dans la structure et que le contour portant cette impédance doit être suffisamment éloigné de la zone guidante pour que celle-ci puisse être assimilée à une source quasi ponctuelle pour le contour extérieur (voir le paragraphe III.2.1.3). Lorsque ces conditions sont vérifiées, la partie réelle de la constante de propagation calculée avec des pertes est très proche de celle calculée sans perte [14].

Dans un premier temps, la structure modélisée est modifiée de manière à ce que le contour extérieur soit éloigné du cœur de la FMAS. Le nombre de couronnes de trous est inchangé pour que les résultats trouvés soient comparables avec les résultats précédents. En pratique, lors de la réalisation de la préforme, les capillaires utilisés pour former les trois

couronnes de trous sont maintenus par un manchon créant ainsi une zone en silice pleine autour de la gaine microstructurée. Dans la modélisation, la région située au-delà de la dernière couronne sera donc considérée comme constituée de silice pure pour que le modèle décrive au mieux une FMAS réelle.

Il faut aussi localiser le contour extérieur. On pourrait arbitrairement le placer à  $62,5\mu\text{m}$  du centre de la fibre puisque cette valeur correspond au rayon classique de la gaine d'une FSI. Au niveau de la modélisation, une structure de cette dimension avec des mailles de l'ordre de  $\lambda/5$  génère un nombre de points de calcul trop élevé pour que le calculateur puisse déterminer des modes guidés par la fibre. Pour cette raison, le contour sera placé seulement à  $45\mu\text{m}$  du centre de la fibre. Cette distance reste 7,5 fois plus grande que celle où se situe la première couronne et l'intensité du champ électrique diminue de 99% entre le centre de la fibre et le contour extérieur : on pourra donc admettre que ce contour est suffisamment éloigné de la zone guidante pour obtenir des résultats corrects.

Considérons le cas du mode  $\text{HE}_{11x}$  à 980nm. On cherche un mode guidé dont la constante de propagation est proche de celle trouvée pour le mode guidé sans perte. Pour cela, on calcule l'impédance de surface normalisée par rapport à l'impédance d'onde du vide  $z$  et adaptée à l'onde se propageant dans le cœur. La valeur de la permittivité effective de ce mode est de 2,100039 (soit  $n_{\text{eff}} = 1,449151$ ) dans le cas du calcul sans perte. On peut en déduire la valeur de  $z$  pour le calculs avec pertes :  $z = 0,690059$ . Dans le calcul avec pertes, on trouve une permittivité effective de 2,100039, en parfait accord avec celle trouvée dans le cadre du calcul sans perte puisque la différence entre les permittivités effectives est de l'ordre de  $3.10^{-9}$ . Cette différence est due à la précision de résolution du calculateur. L'atténuation linéique calculée du mode  $\text{HE}_{11x}$  est de 0,01121dB/m.

Pour le mode  $\text{HE}_{11y}$  à 980nm, la différence de permittivité effective avec le mode  $\text{HE}_{11x}$  est de  $3.10^{-11}$  et l'écart entre les atténuations linéiques est de  $8.10^{-3}$ dB/m.

On procède de même à 1550nm. Cette fois ci, l'impédance de surface normalisée vaut  $z = 0,694275$  pour le mode  $\text{HE}_{11x}$  ( $\epsilon_{\text{eff}} = 2,074591$ ).

Pour le mode  $HE_{11x}$ , on trouve une valeur  $\epsilon_{\text{eff}} = 2,074591$  soit un indice effectif de 1,440344. Là encore, nous pouvons remarquer que cette valeur est en très bon accord avec celle obtenues lors du calcul sans perte. En ce qui concerne l'atténuation linéique  $\alpha$  de ce mode, la simulation donne  $\alpha = 0,2419\text{dB/m}$ .

Si on compare ces valeurs avec celles trouvées pour le mode  $HE_{11y}$ , on obtient  $\Delta\epsilon_{\text{eff}} = 10^{-10}$  et  $\Delta\alpha = 2.10^{-6}\text{dB/m}$ . Ici encore, ces écarts sont imputables à l'imprécision de la méthode de résolution.

Les valeurs d'atténuation linéiques sont élevées, surtout aux longueurs d'onde du signal. La proportion d'air dans la gaine microstructurée, limitée par la condition  $d/\Lambda = 0,4$ , est telle que le champ électrique peut s'étaler entre les trous de la première couronne et ce d'autant plus que la longueur d'onde est élevée. Ce phénomène est à l'origine des pertes de confinement. Dans le cas de notre FMAS, seulement trois couronnes de trous ont été prises en compte. Aux vues des résultats de simulation, il apparaît que ce nombre de couronnes est insuffisant pour assurer un bon guidage de la lumière dans le cœur de la fibre. Afin d'améliorer les propriétés de guidage, il faut augmenter le nombre de couronnes de trous d'air de la fibre. Dans les tableaux III.1 (a) et (b) ont été reportées les valeurs des affaiblissements linéiques ainsi que les constantes de propagation et les permittivités effectives du champ électrique des modes  $HE_{11x}$  et  $HE_{11y}$  à 1550 nm pour la FMAS de  $\Lambda = 6\mu\text{m}$  et  $d = 2,4\mu\text{m}$ , en fonction du nombre de couronnes.

Nombre de couronnes	3	4	5	6
Constante de propagation $\beta$ (rad/mm)	5838,6766	5838,6765	5838,6765	5838,6765
Permittivité effective $\epsilon_{\text{eff}}$	2,074591	2,074591	2,074591	2,074591
Atténuation linéique $\alpha$ (dB/m)	0,2418	0,2831.10-2	0,391.10-3	0,300.10-3

(a)

Nombre de couronnes	3	4	5	6
Constante de propagation $\beta$ (rad/mm)	5838,6767	5838,6765	5838,6765	5838,6765
Permittivité effective $\epsilon_{\text{eff}}$	2,074591	2,074591	2,074591	2,074591
Atténuation linéique $\alpha$ (dB/km)	0,2419	0,2831.10 <sup>-2</sup>	0,391.10 <sup>-3</sup>	0,300.10 <sup>-3</sup>

(b)

**Tableaux III.1** : Evolution de la constante de propagation, de la permittivité effective et de l'atténuation linéique des modes (a)  $HE_{11x}$  et (b)  $HE_{11y}$  en fonction du nombre de couronnes de trous d'air de la FMAS  $\Lambda = 6\mu\text{m}$  et  $d = 2,4\mu\text{m}$ .

Dans ces tableaux, on peut noter que, pour un mode donné, le nombre de couronnes n'a que peu d'influence sur la valeur de la constante de propagation (et par conséquent sur  $\epsilon_{\text{eff}}$  et sur  $n_{\text{eff}}$ ). En revanche, ce nombre de couronnes influe de manière importante sur l'atténuation linéique d'un mode. Prenons le cas du mode  $HE_{11x}$ . On remarque que pour 3 couronnes de trous, l'atténuation linéique est de plus de 0,240dB/m. Cette atténuation est telle qu'en pratique, même si le mode peut exister physiquement, il sera très mal guidé dans la fibre. Le fait d'ajouter une couronne permet de réduire cette atténuation à 0,028dB/m. Les pertes au cours de la propagation restent malgré tout élevées comparées à celles d'une FSI. L'ajout d'une cinquième couronne permet encore de réduire la valeur de l'atténuation linéique jusqu'à une valeur de l'ordre de  $0,4 \cdot 10^{-3}$  dB/m. Dans le cas que nous étudions, on peut remarquer qu'il existe un nombre de couronnes à partir duquel l'atténuation linéique tend rapidement vers 0. Ainsi, dans notre exemple, compte tenu de la dimension des trous, 5 couronnes suffisent pour assurer le guidage du mode  $HE_{11x}$  avec de faibles pertes de propagation.

La valeur du carré du module du champ  $|\vec{E}(x,y)|^2$ , fournie par le logiciel EMXD, est utilisée pour calculer l'aire effective du mode fondamental à une longueur d'onde considérée (formule III.13). Pour une valeur fixée de  $\lambda$ , l'aire effective du mode fondamental varie peu (moins de  $2 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^2$ ) en fonction de la polarisation.

$$A_{eff} = \frac{\left( \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |\vec{E}(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |\vec{E}(x, y)|^4 dx dy} \quad (\text{III.13})$$

On trouve une aire effective pour le mode fondamental de la FMAS ( $\Lambda = 6\mu\text{m}$ ,  $d = 2,4\mu\text{m}$ ) de  $51,2\mu\text{m}^2$  à 980nm et de  $54\mu\text{m}^2$  à 1550nm. Ces résultats permettent également d'évaluer les pertes au niveau d'une soudure entre la FMAS étudiée et une fibre monomode à FSI de type SMF28. Les pertes  $\eta$  au niveau d'un tel raccordement peuvent être estimées à partir des aires effectives  $A_{eff1}$  et  $A_{eff2}$  du mode fondamental des fibres de part et d'autres de la connexion. La transmission  $T$  au niveau de la soudure est donnée très approximativement par la relation III.14 [46] :

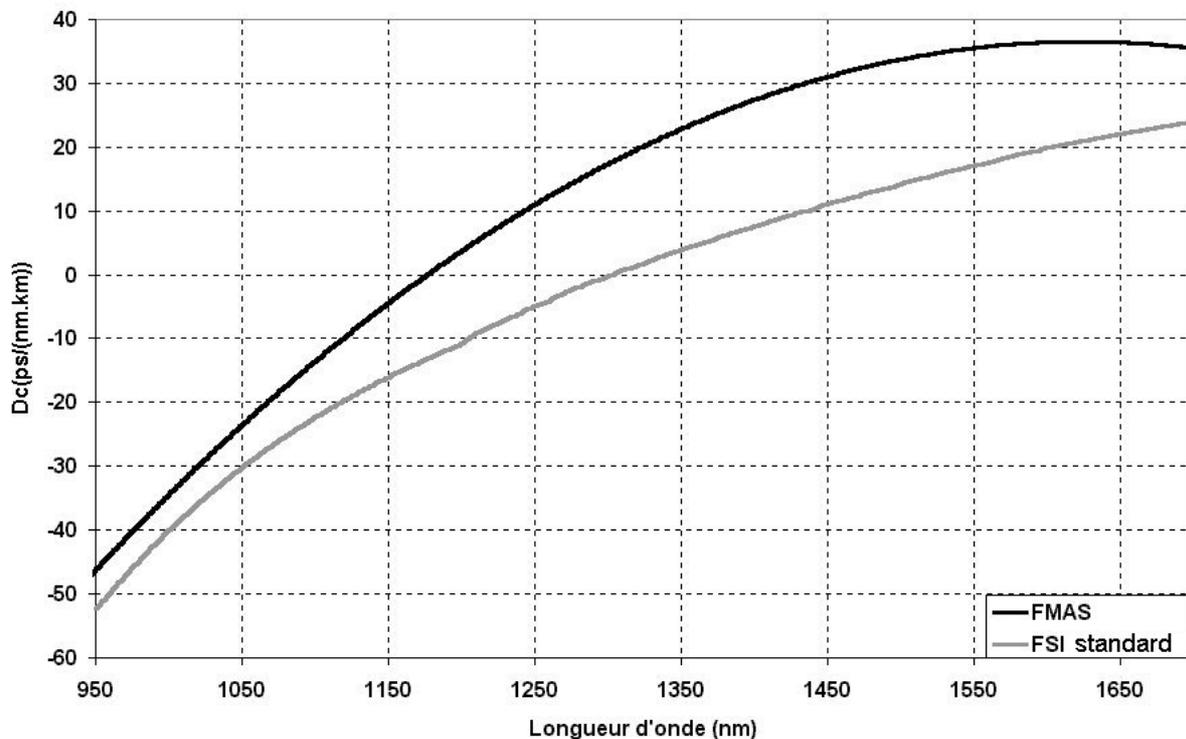
$$T = \frac{4A_{eff1} \cdot A_{eff2}}{(A_{eff1} + A_{eff2})^2} \quad (\text{III.14})$$

L'aire effective du mode fondamental d'une fibre SMF28 est de  $86,6\mu\text{m}^2$ . A partir de la formule (III.14), on peut estimer que  $T = 94\%$  au niveau d'une soudure entre une fibre SMF28 et la FMAS ( $\Lambda = 6\mu\text{m}$ ,  $d = 2,4\mu\text{m}$ ) soit des pertes d'environ 0,24dB au niveau de ce jointage. Si on se place dans le cas d'une soudure entre une fibre SMF28 et une FSI amplificatrice typique (rayon dopé =  $1,5\mu\text{m}$  et  $\Delta n = 21.10^{-3}$ ) on trouve  $T = 60\%$  d'où des pertes à la soudure de l'ordre de 2,2dB. Même si ces pertes peuvent en pratique être réduites par des techniques de soudage adaptées, ces résultats nous confortent dans l'idée que l'utilisation d'une FMAS permet de réduire les pertes aux raccordements avec des fibres monomodes standards.

Finalement, la modélisation montre que la FMAS avec  $\Lambda = 6\mu\text{m}$  et  $d = 2,4\mu\text{m}$  présente un caractère monomode aussi bien à 980nm qu'autour de 1550nm. Ce mode unique pourra être guidé à condition que le nombre de couronnes de trous soit suffisant afin de limiter les pertes de confinement. Nous allons maintenant étudier les performances de cette FMAS utilisée en tant qu'amplificateur optique.

### III.3.2.2. Dispersion chromatique

Pour compléter l'étude sur la FMAS ( $\Lambda = 6\mu\text{m}$ ,  $d = 2,4\mu\text{m}$ ), j'ai calculé la dispersion chromatique de la structure. La connaissance de cette donnée est nécessaire pour s'assurer que les signaux qui traversent la fibre ne subissent pas de déformation temporelle rédhibitoire sous l'effet d'une trop forte dispersion. Pour obtenir la courbe de dispersion en fonction de la longueur d'onde, j'ai déterminé les indices effectifs du mode fondamental à différentes longueurs d'onde grâce à la MIM. La dérivée seconde de la courbe d'indice effectif en fonction de la longueur d'onde a pu être calculée grâce à une méthode de dérivation numérique. Après lissage et multiplication par  $(-\lambda/c)$ , on obtient la courbe de dispersion chromatique présentée sur la figure III.23.



**Figure III.23** : Dispersion chromatique calculée par la MIM pour la FMAS ( $\Lambda = 6\mu\text{m}$ ,  $d = 2,4\mu\text{m}$ ) comparée à la dispersion chromatique d'une fibre de ligne standard.

Sur cette courbe, on peut noter que la dispersion s'annule à la longueur d'onde de 1176nm c'est-à-dire que le zéro de dispersion est décalé d'environ 124nm par rapport à celui d'une fibre à saut d'indice ( $D_c = 0\text{ps}/(\text{nm.km})$  pour  $\lambda = 1300\text{nm}$ ). La dispersion chromatique passe par un maximum qui vaut 36,3ps/(nm.km) vers de 1624nm. Dans le cas d'une fibre

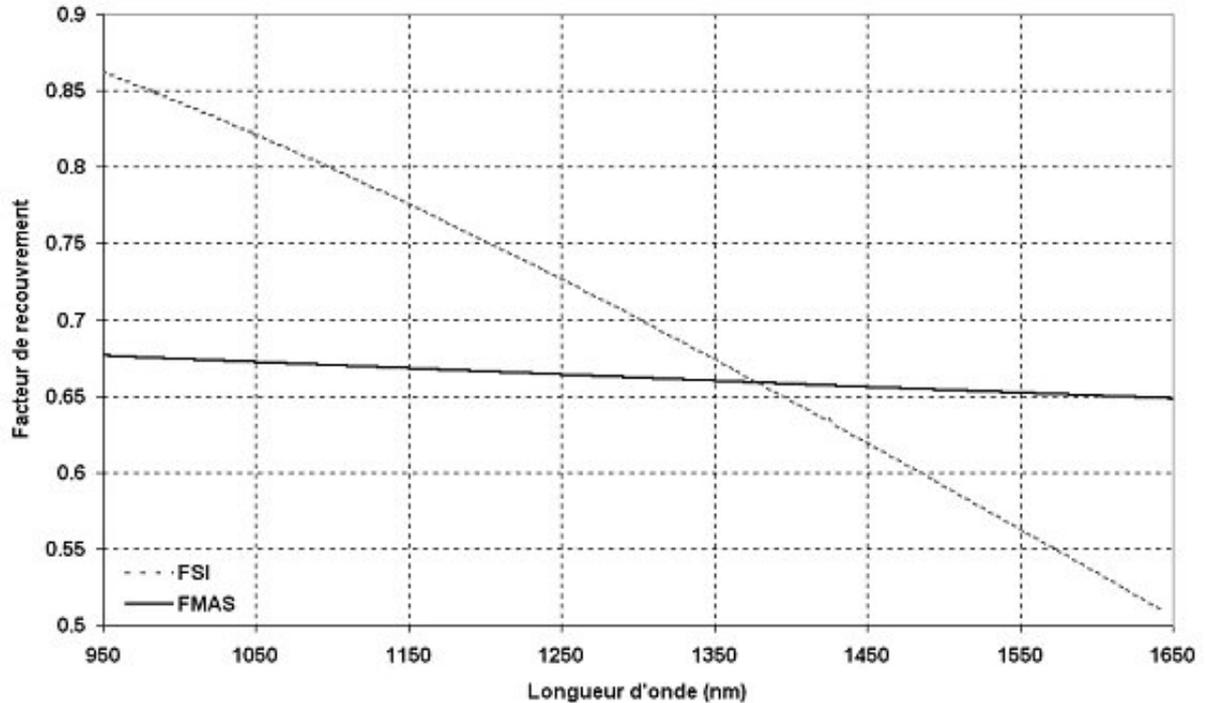
classique, la dispersion chromatique croît de manière monotone. Sur la plage de longueurs d'onde du signal, soit entre 1500 et 1600nm, la dispersion chromatique varie entre 33,76 et 36,45ps/(nm.km). Cette valeur est nettement plus élevée que dans une FSI classique (de l'ordre de 17ps/(nm.km) à 1550nm). Compte tenu des courtes longueurs de fibres mises en jeu dans les amplificateurs (quelques dizaines de mètres), cette dispersion ne devrait pas être pénalisante. Il faudra cependant le vérifier et le cas échéant, envisager de la modifier en ajustant les paramètres de la fibre tels que le pas et le diamètre des trous.

### III.3.2.3. Facteur de recouvrement

En utilisant la formule (III.15) (où  $r$  et  $\varphi$  représentent respectivement les coordonnées radiale et azimutale de la position considérée sur la section transverse de la fibre), l'intensité du champ électrique  $|E^2(r)|$  de la FMAS large cœur a permis de calculer les facteurs de recouvrement sur la plage de longueurs d'onde considérée. J'ai considéré le cas le plus favorable pour obtenir les meilleures valeurs du facteur de recouvrement en prenant un rayon dopé égal à la moitié du pas, soit  $3\mu\text{m}$ . Les résultats trouvés sont présentés sur la figure III.24.

$$\Gamma = \frac{\int_0^{r_d} \int_0^{2\pi} |E^2(r)| r dr d\varphi}{\int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} |E^2(r)| r dr d\varphi} \quad (\text{III.15})$$

On note que le facteur de recouvrement varie très peu avec la longueur d'onde sur la plage 950-1650nm (variation de l'ordre de 2,8%). Pour la FMAS étudiée, il est de l'ordre de 68% à 980nm et de 65% autour de 1550nm.



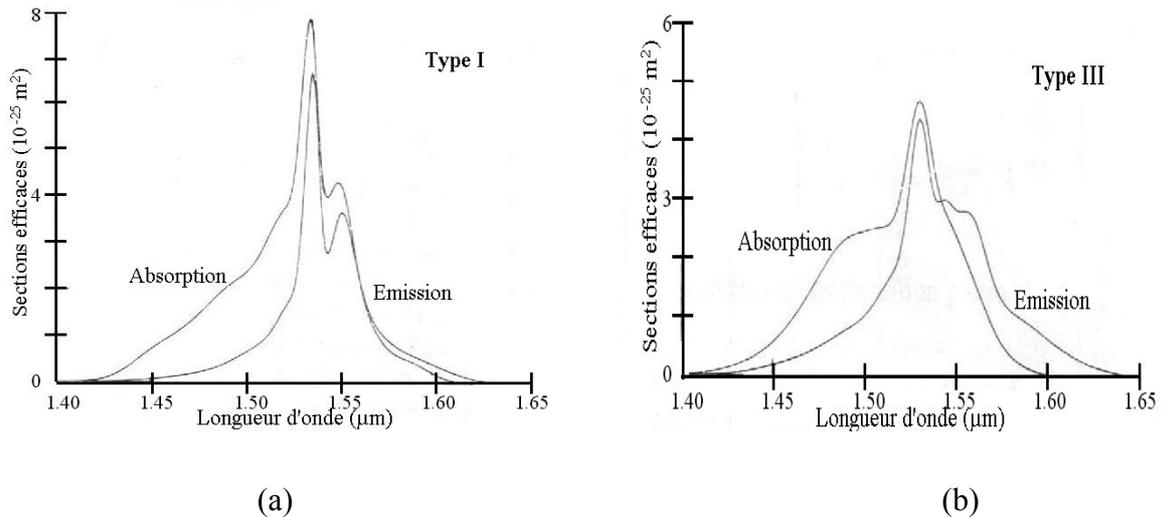
**Figure III.24** : Evolution du facteur de recouvrement en fonction de la longueur d'onde pour la FMAS de  $\Lambda = 6\mu\text{m}$  et  $d = 2,4\mu\text{m}$  et pour une fibre amplificatrice à saut d'indice typique.

Le facteur de recouvrement d'une FSI amplificatrice typique a également été représenté sur la figure III.24. On peut remarquer dans ce cas que le facteur de recouvrement varie fortement entre 950 et 1650nm (diminution de l'ordre de 35%, de 0,85 à 980nm jusqu'à 0,55 vers 1550nm). Autour de 1550nm, on constate que la FMAS permet d'obtenir de meilleurs recouvrements que la FSI amplificatrice classique. Par exemple, à 1550nm, le recouvrement obtenu avec la FMAS est supérieur de 9% à celui obtenu avec la FSI. Au contraire, à la longueur d'onde de pompe, les valeurs du recouvrement sont 35% plus faibles en utilisant une FMAS. Qualitativement parlant, il apparaît donc que l'emploi d'une FMAS dopée en tant qu'amplificateur est légèrement favorable à l'amplification du signal autour de 1550nm puisque le facteur de recouvrement onde signal-zone dopée est plus fort que lors de l'emploi d'une FSI amplificatrice classique. En revanche, l'absorption de l'onde de pompe est défavorisée par le fait que le facteur de recouvrement avec la zone dopée est faible. A ce stade de l'étude, il est hasardeux, voire impossible, de tirer des conclusions sur l'efficacité d'un amplificateur utilisant cette FMAS.

Afin d'évaluer quantitativement l'influence du facteur de recouvrement sur les performances d'un amplificateur à fibre dopée aux terres rares, j'ai modélisé un amplificateur utilisant la FMAS ( $\Lambda = 6\mu\text{m}$  et  $d = 2,4\mu\text{m}$ ) et comparé les résultats avec ceux obtenus en utilisant une FSI amplificatrice classique telle que celle présentée précédemment.

### III.3.3. Etude des performances d'un amplificateur construit autour de la FMAS $\Lambda = 6\mu\text{m}$ et $d = 2,4\mu\text{m}$ dopée $\text{Er}^{3+}$

La première étape de ce travail consiste à se fixer un cahier des charges en ce qui concerne les performances de l'amplificateur que l'on souhaite obtenir. Ne disposant pas d'un cahier des charges répondant à des besoins spécifiques, nous en avons fixé un arbitrairement afin de pouvoir comparer les résultats obtenus avec les deux types de fibres. Les applications potentielles visées sont l'amplification de signaux optiques multiplexés en longueur d'onde (en anglais WDM pour Wavelength Division Multiplexing). Dans ce contexte, on cherche des paramètres d'amplification (tels que la puissance de pompe et la longueur de fibre amplificatrice) permettant d'obtenir la meilleure platitude du gain sur la bande d'amplification de l'erbium. Nous avons vu sur la figure II.10 du paragraphe II.3.3 deux types principaux de sections efficaces. Ces sections efficaces sont rappelées pour mémoire sur la figure III.25. Compte tenu de l'allure des sections efficaces de Type I (codopage germanosilicate) qui varient fortement sur la plage spectrale utile, on peut pressentir qu'il sera difficile d'obtenir un gain plat sur la plage d'amplification de l'erbium. En ce qui concerne les sections efficaces de Type III (codopage alumino-germanosilicate), on note que les sections efficaces d'émission varient faiblement entre 1540 et 1560nm, d'où la possibilité d'obtenir une faible ondulation du gain  $G$  sur cette plage de longueur d'onde (l'ondulation est donnée par la relation  $\Delta G / G = (G_{\text{max}} - G_{\text{min}}) / G_{\text{max}}$ ). Pour cette raison, j'ai choisi de privilégier le cas d'un co-dopage alumino-germanosilicate dans cette étude.

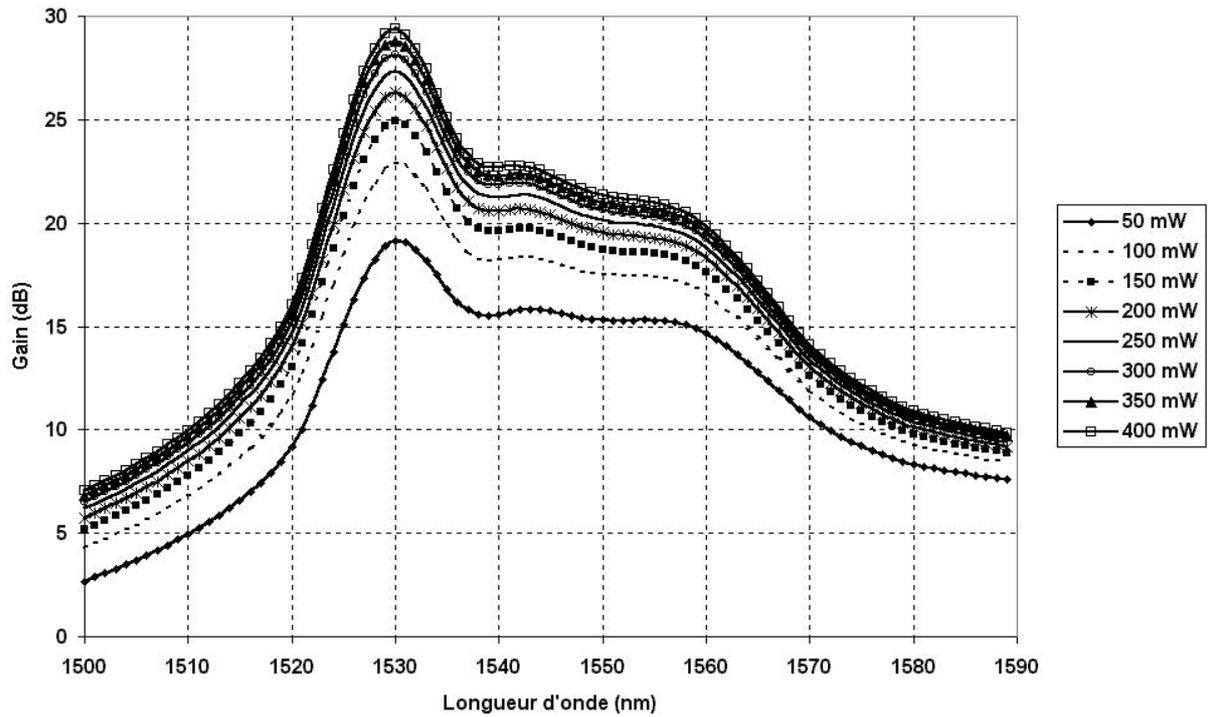


**Figure III.25** : Sections efficaces d'absorption et d'émission en fonction de longueur d'onde, obtenues pour une fibre dopée  $\text{Er}^{3+}$  : a) germanosilicate, b) alumino-germanosilicate [28].

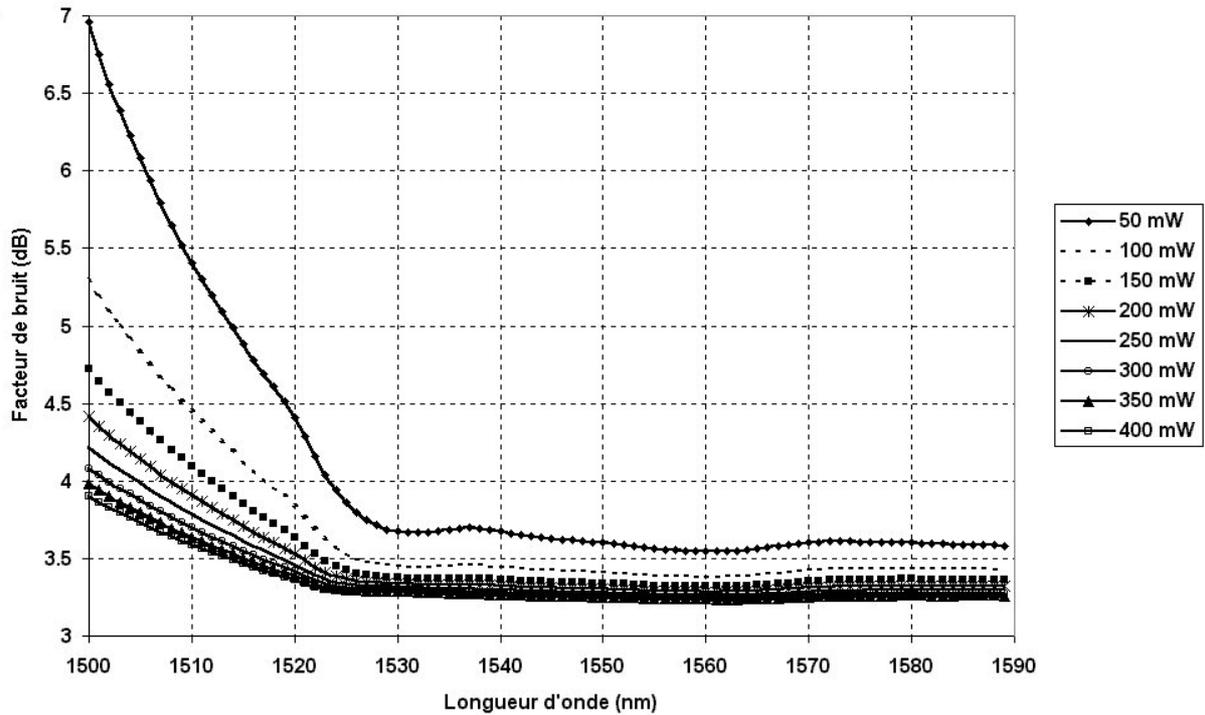
Les sections efficaces d'émission de la figure III.25 présentent un pic à 1530nm dont on ne pourra pas s'affranchir. On cherchera des courbes de gain présentant une ondulation inférieure à 5% entre 1540 et 1560nm. Tous les résultats ont été obtenus grâce au logiciel de simulation développé au paragraphe III.2.3. J'ai fait varier la puissance de l'onde pompe et la longueur de fibre amplificatrice afin d'obtenir les courbes de gains souhaitées avec les deux types de fibres amplificatrices. J'ai fixé la concentration en ions dopés à 150 ppm, cette valeur étant courante pour les fibres actives. Les valeurs du facteur de recouvrement pour la FMAS sont celles présentées dans le paragraphe III.3.2.3.

### III.3.3.1. Gains et facteurs de bruits

Dans un premier temps, j'ai tracé des abaques présentant les courbes de gains et les facteurs de bruit obtenus pour des amplificateurs optiques utilisant deux types de fibres amplificatrices : la FSI de référence et la FMAS ( $\Lambda = 6\mu\text{m}$  et  $d = 2,4\mu\text{m}$ ). Les résultats de simulations sont représentés sur les figures III.26 à III.29.



(a)

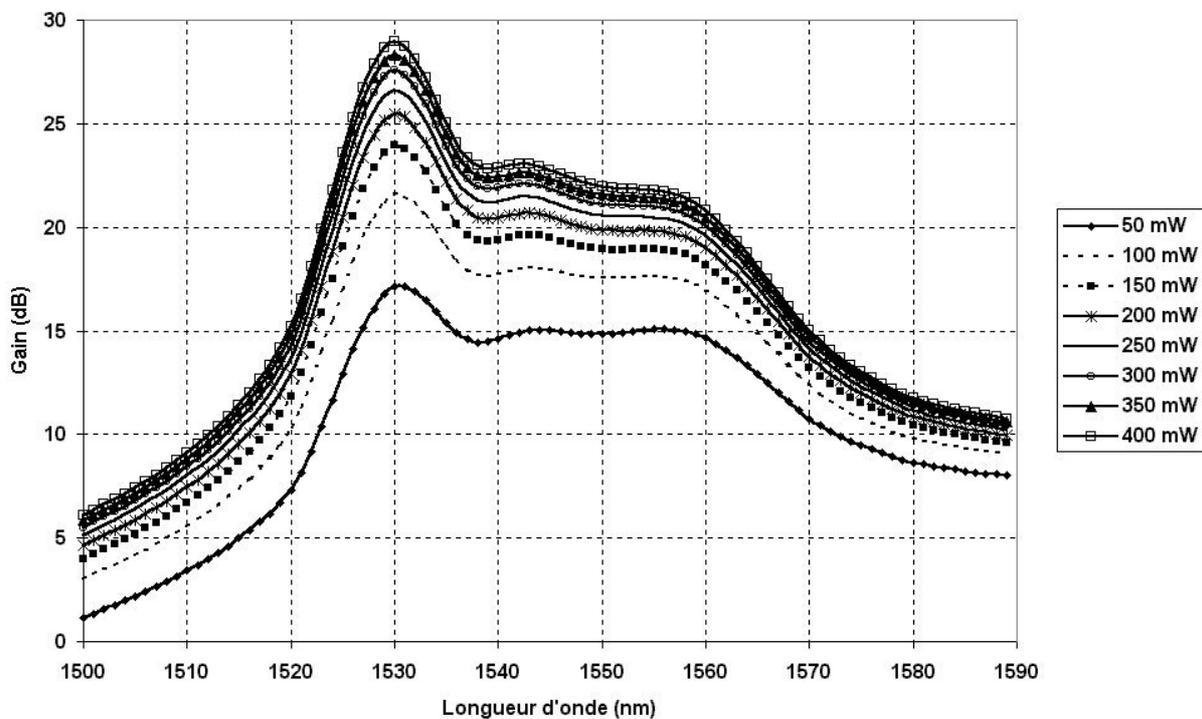


(b)

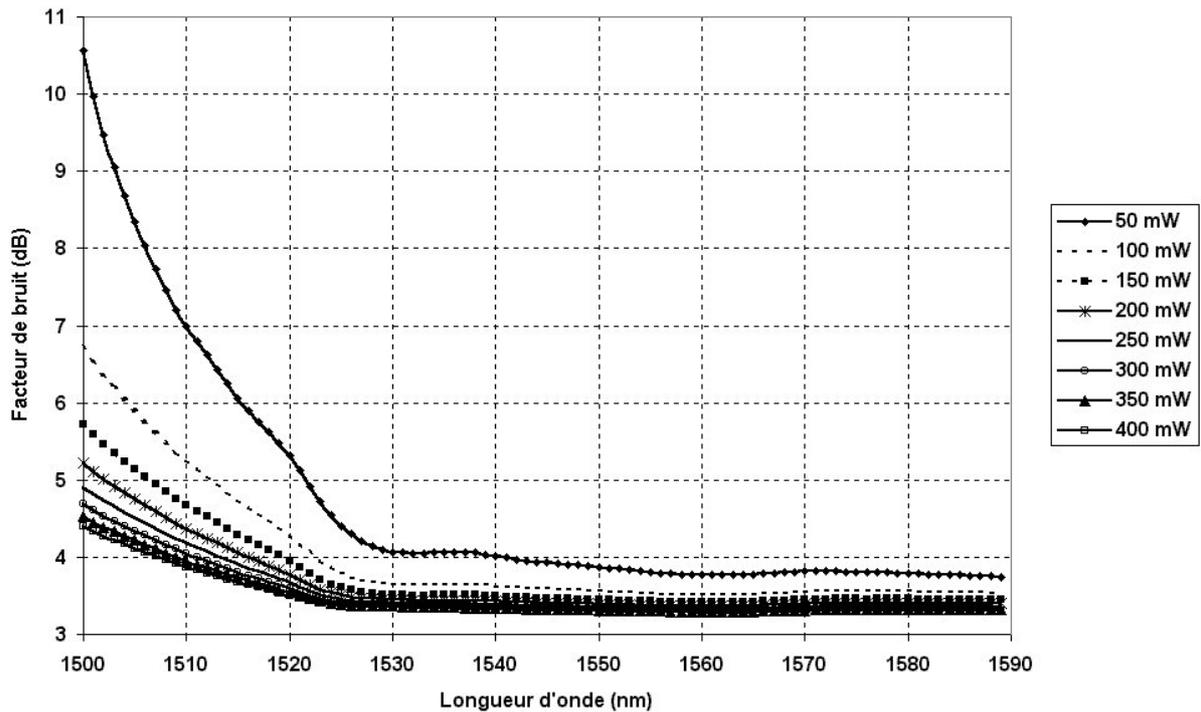
**Figure III.26** : Gain (a) et facteur de bruit (b) en fonction de la longueur d'onde pour différentes puissances de pompe dans la FSI amplificatrice ( $L = 20\text{m}$ ).

Sur les figures III.26 et III.27 ont été représentées les évolutions du gain et du facteur de bruit en fonction de la puissance de pompe respectivement pour les cas de la FSI amplificatrice de référence et de la FMAS dopée  $Er^{3+}$  considérée. On considère une puissance de signal en entrée de 0dBm distribuée équitablement sur 90 canaux répartis régulièrement entre 1500 et 1590nm. La largeur spectrale d'un canal est fixée à 0,25nm et l'espacement entre deux canaux consécutifs est de 0,75nm. Dans les deux cas, la longueur de fibre est fixée arbitrairement à 20m, les longueurs de fibres amplificatrices étant généralement comprises entre 10 et 50m.

Dans le cas de l'amplificateur à FSI, l'augmentation de la puissance de pompe permet comme prévu d'accroître les niveaux de gains accessibles. Mais au-delà d'une certaine valeur de la puissance de pompe, on ne peut plus accroître l'inversion de population (inversion totale) et le gain ne peut plus être amélioré : c'est le phénomène de saturation. C'est ce que l'on observe ici pour des puissances de pompe supérieures à 300mW. On peut également vérifier qu'une augmentation de la puissance de pompe permet de réduire le facteur de bruit notamment aux basses longueurs d'onde. Comme pour le gain, du fait de la saturation de l'amplificateur, le facteur de bruit n'est plus amélioré de manière significative pour des puissances de pompes supérieures à 300mW.



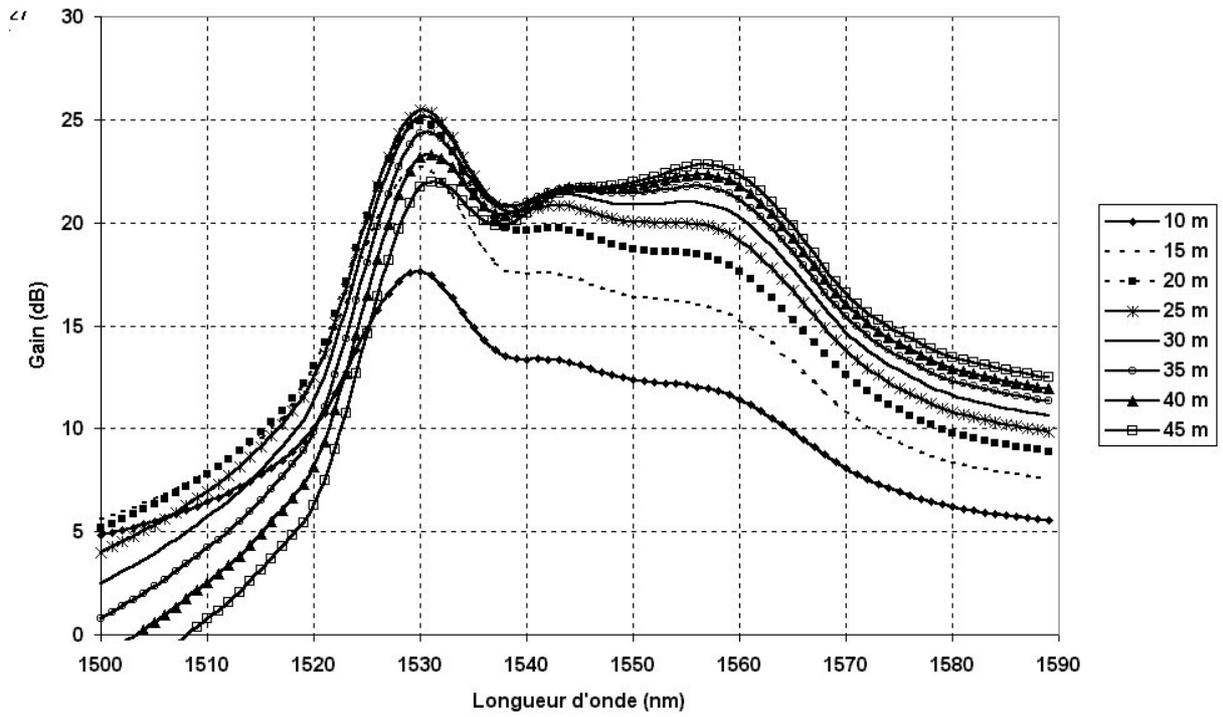
(a)



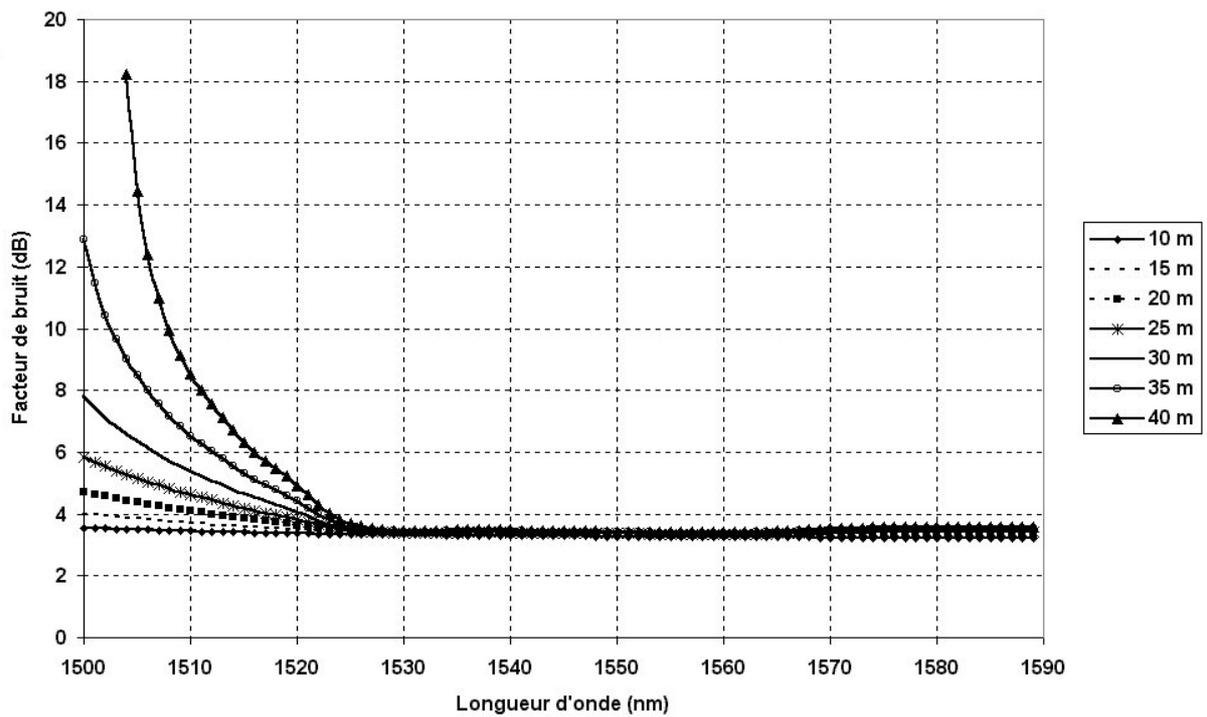
(b)

**Figure III.27** : Courbes spectrales du gain (a) et du facteur de bruit (b) pour différentes puissances de pompe dans la FMAS amplificatrice ( $L = 20\text{m}$ ).

L'analyse des résultats obtenus dans le cas de la FMAS (figure III.27) amène les mêmes remarques que précédemment. Cependant quelques particularités peuvent être soulignées. Pour de faibles puissances de pompe (inférieures à 150mW), les niveaux de gains accessibles sont plus faibles que dans la configuration avec une FSI. Par exemple, pour une puissance de 50mW, le gain à 1530nm est de 2dB inférieur à celui obtenu avec l'amplificateur typique. De plus, la puissance de pompe est insuffisante pour obtenir une inversion de population élevée. Par conséquent les photons du signal aux basses longueurs d'onde sont ré-absorbés au profit de l'amplification du signal aux longueurs d'onde plus élevées. Dans le cas de la FMAS, la surface dopée est nettement supérieure à celle de la FSI pour la même concentration en ions dopés. Il faut donc disposer d'une puissance de pompe plus importante pour obtenir les mêmes niveaux de gain. Pour la même raison, on observe une dégradation du facteur de bruit pour de faibles puissances de pompe.



(a)

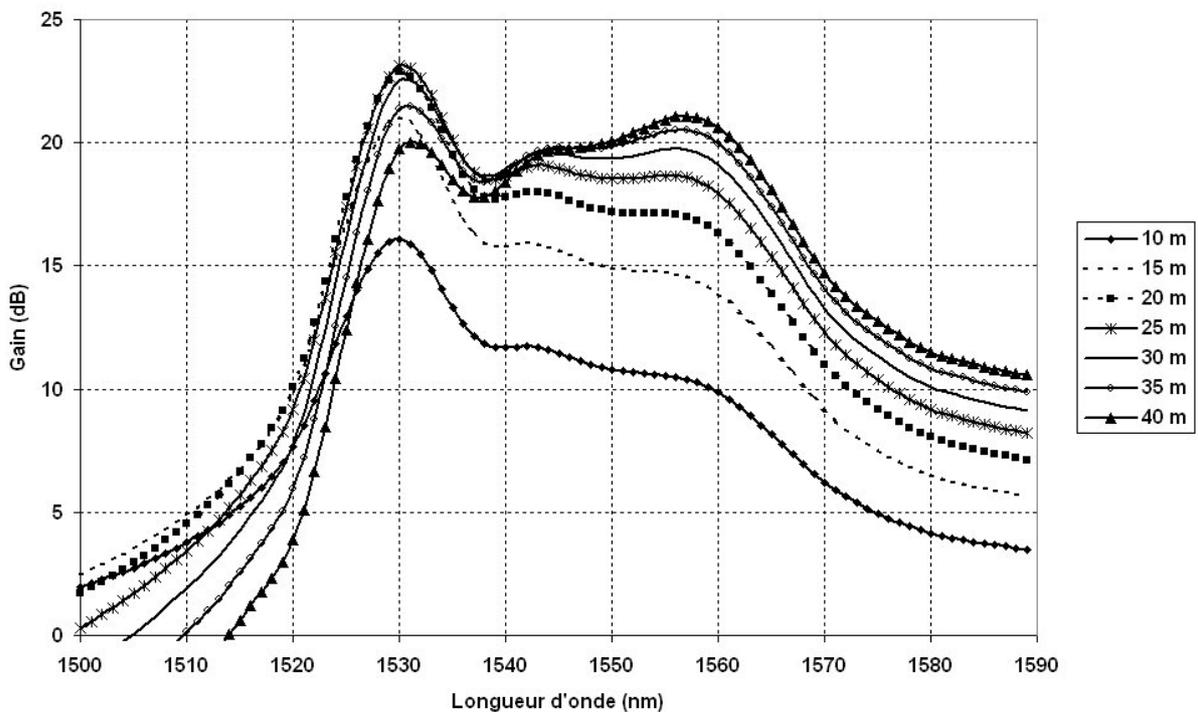


(b)

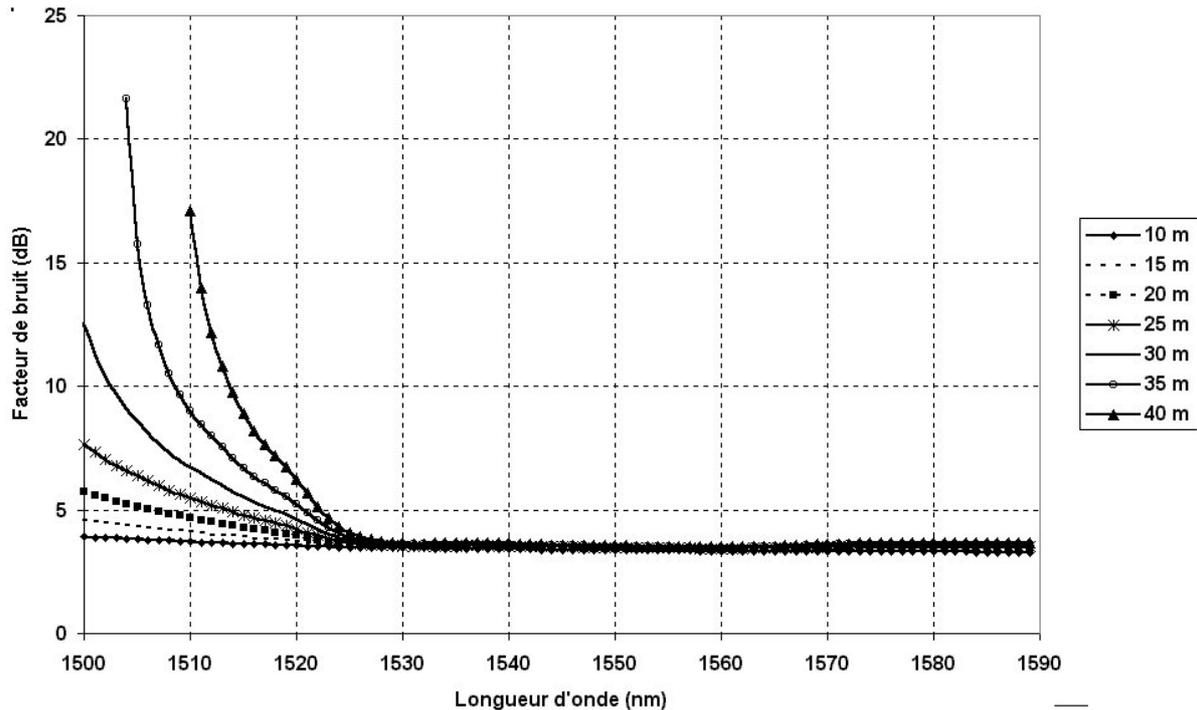
**Figure III.28** : Courbes spectrales du gain (a) et du facteur de bruit (b) dans une FSI amplificatrice pour différentes longueurs de fibre (puissance de pompe de 150mW).

Sur les abaques des figures III.28 et III.29, j'ai représenté les courbes spectrales du gain et du facteur de bruit pour différentes longueurs de fibre amplificatrice respectivement dans le cas de la FSI et de la FMAS. Comme pour les abaques précédentes, la concentration en ions dopés est de 150ppm et la puissance de signal est de 0dBm distribuée équitablement sur 90 canaux entre 1500 et 1590nm. J'ai arbitrairement fixé la puissance de pompe à 150mW, cette puissance étant couramment utilisée pour pomper les amplificateurs optiques.

Sur la figure III.28 (a), on observe l'influence de la longueur de la fibre amplificatrice sur la forme du gain. Quelle que soit la puissance de pompe fixée, celle-ci devient insuffisante pour obtenir une forte inversion de population quand la longueur de fibre est trop importante. Par conséquent on observe une réabsorption du signal aux basses longueurs d'onde au profit de l'amplification du signal aux longueurs d'onde plus élevées. La conséquence est une diminution du pic de gain à 1530nm et une augmentation entre 1550 et 1560nm. Il existe une longueur (ici 25m) où ce phénomène contribue à donner une courbe de gain plus aplatie entre 1540 et 1560nm. Pour les mêmes raisons que celles citées ci-dessus, on observe une dégradation du facteur de bruit aux basses longueurs d'onde.



(a)



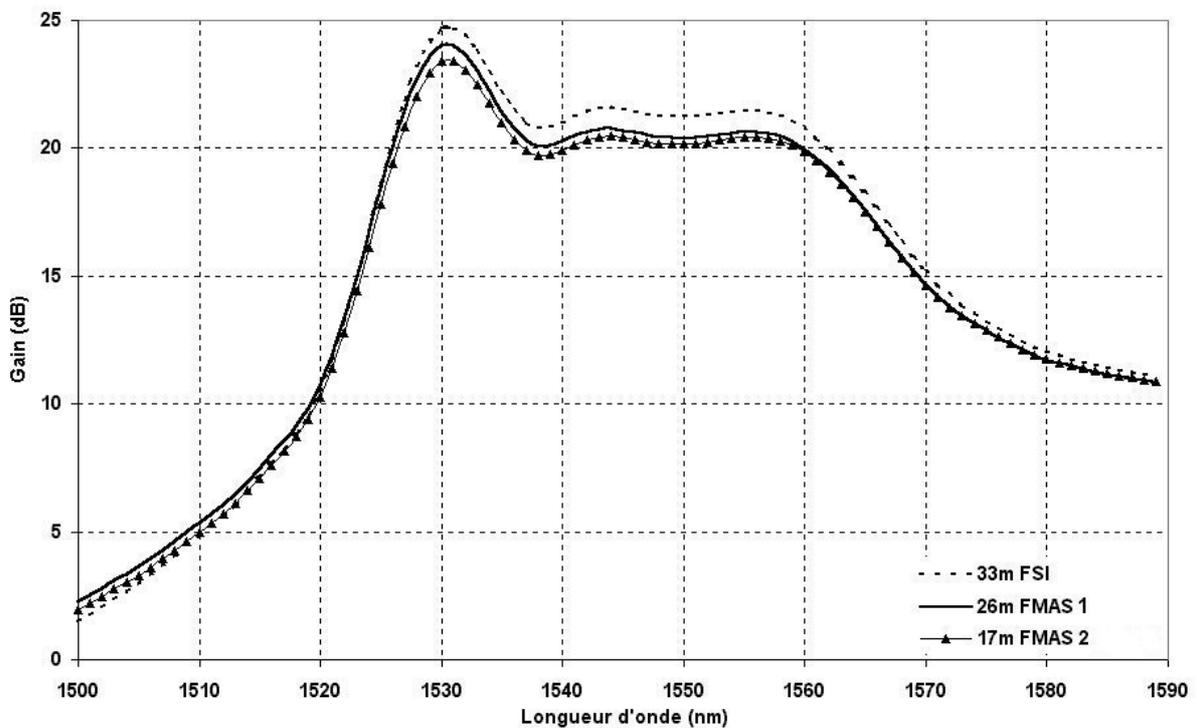
(b)

**Figure III.29** : Courbes spectrales du gain (a) et du facteur de bruit (b) dans une FMAS amplificatrice pour différentes longueurs de fibre (puissance de pompe de 150mW).

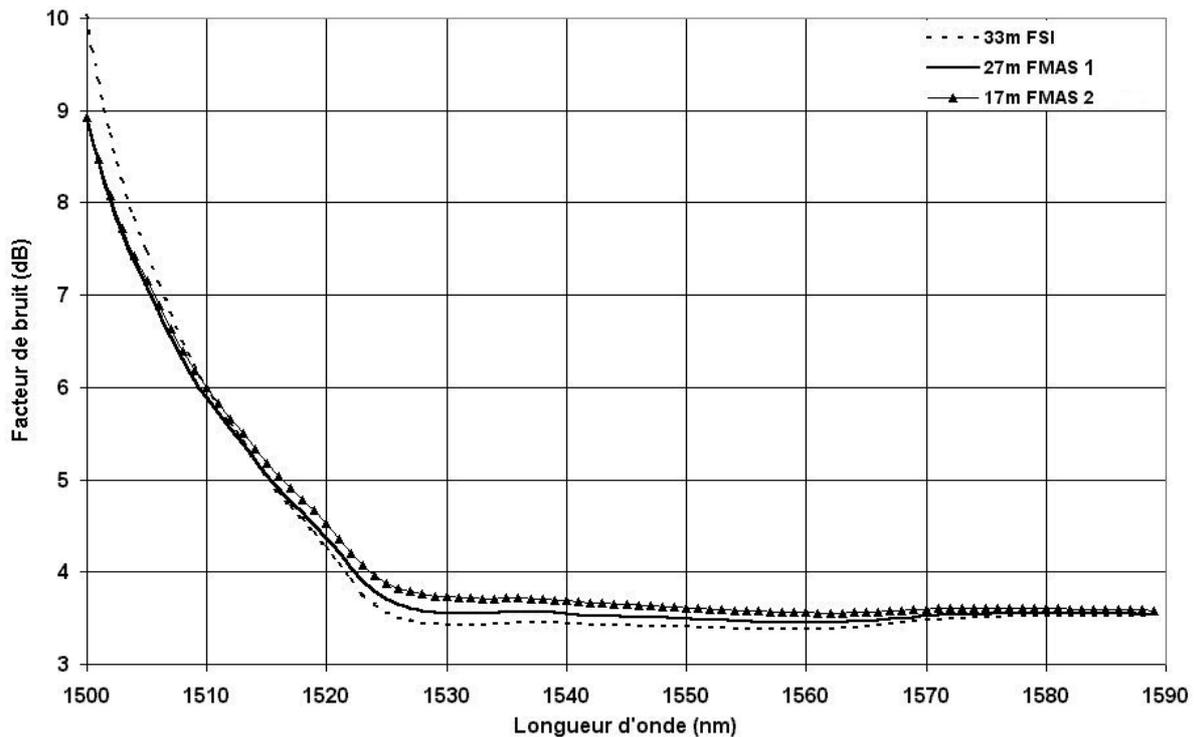
Les abaques des courbes spectrales du gain et du facteur de bruit paramétrées par la longueur de fibre amplificatrice ont aussi été tracés pour la FMAS (figure III.29). Les paramètres de simulations (concentration en ions dopés, caractéristiques du signal, puissance de pompe) sont identiques à ceux utilisés pour la FSI. De manière générale, on observe les mêmes allures de l'évolution du gain et du facteur de bruit en fonction de la longueur que dans le cas de la FSI. Pour une comparaison plus fine des résultats, nous choisissons de comparer la courbe de gain qui permet d'obtenir une ondulation du gain de l'ordre de 5% entre 1540 et 1560nm pour les deux sortes de fibres. D'après les abaques des figures III.28 et III.29, on constate que cette ondulation peut être obtenue approximativement pour 30m de FSI ( $\Delta G/G = 5,4\%$ ) et pour 25m de FMAS ( $\Delta G/G = 4,7\%$ ) avec, dans les deux cas, une puissance de pompe de 150mW. Ceci montre que l'utilisation d'une FMAS est susceptible de permettre une légère diminution la longueur de fibre amplificatrice utile à l'obtention d'une forme de gain souhaitée par rapport à l'emploi d'une FSI. Nous allons donc approfondir ce point dans le paragraphe suivant.

III.3.3.2. Comparaison des performances d'une FMAS et d'une FSI dopées  $Er^{3+}$

A partir des abaques précédents, j'ai cherché les longueurs de fibre permettant d'obtenir une courbe spectrale de gain qui épouse un gabarit présentant un rapport  $\Delta G/G$  inférieur à 5% entre 1540 et 1560nm. Ce choix a été fait en vue de traiter le cas de signaux multiplexés chromatiquement dont on souhaite qu'ils présentent des niveaux de puissance proches en sortie d'amplificateur. Le respect du gabarit choisi a pu être obtenu pour les deux types de fibres et les résultats sont présentés sur la figure III.29. Dans le cas de la FSI, on note une variation  $\Delta G/G$  de 3,7% obtenue pour 33m de fibre. Pour la FMAS, le même gabarit a pu être obtenu ( $\Delta G/G = 3,75\%$ ) pour une longueur de fibre amplificatrice de seulement 26m.



(a)



(b)

**Figure III.30** : gains (a) et facteurs de bruit (b) obtenus pour une variation du gain de l'ordre de 3,7% entre 1540 et 1560nm pour une FSI et pour la FMAS étudiée (FMAS 1) et pour la même FMAS dans laquelle la zone dopée serait très étendue ( $\Gamma_p = \Gamma_s = 1$ ) (FMAS 2).

En ce qui concerne les niveaux de gain, on constate que la FSI procure un gain légèrement supérieur (0,8dB). Cependant, comme on l'avait pressenti, l'utilisation de la FMAS permet de réduire la longueur de fibre amplificatrice utile à l'obtention de ce gabarit d'environ 21%. Sur le graphe de la figure III.30 a également été représenté le gain obtenu si le recouvrement était idéal ( $\Gamma_s = \Gamma_p = 1$ ) dans le cas de la FMAS ( $\Lambda = 6\mu\text{m}$  et  $d = 2,4\mu\text{m}$ ). Cette situation ne pourra pas être obtenue, notamment à cause des contraintes liées aux procédés de fabrication. Elle présente cependant l'intérêt de mettre en évidence l'influence du facteur de recouvrement sur les courbes de gain. Une fois encore, nous obtenons le gabarit recherché ( $\Delta G/G = 3,62\%$ ). L'amélioration du recouvrement entraîne une nouvelle diminution de la longueur de fibre utile. En effet, pour obtenir le gain désiré, il ne faudrait que 17m de FMAS dopée idéalement contre 33 m de fibre dans le cas de la FSI, soit une réduction de longueur de près de 50%. L'utilisation de la FMAS (quel que soit le recouvrement) ne modifie que très légèrement le facteur de bruit du fait des plus faibles longueurs de fibres utilisées.

III.3.3.3. Efficacité de conversion de puissance (ECP)

Comme nous l'avons vu au paragraphe II.4.5, l'efficacité de conversion de puissance est un paramètre qui permet d'évaluer les performances d'un amplificateur optique. Pour compléter notre étude sur la FMAS ( $\Lambda = 6\mu\text{m}$  et  $d = 2,4\mu\text{m}$ ), j'ai calculé les valeurs de l'ECP pour différentes valeurs de gains moyens  $G_{\text{moy}}$  ( $G_{\text{moy}} = P_{\text{sout\_totale}}/P_{\text{sin\_totale}}$ ). J'ai considéré le cas d'une puissance d'entrée de 0dBm et j'ai cherché les puissances de pompe qui permettent d'obtenir des gains moyens de 10, 15, 20 et 25dB. Pour chaque calcul, les longueurs de fibres ont été optimisées de manière à obtenir la même valeur du gain à 1530 et 1560nm. La concentration en ions dopants est toujours de 150ppm pour les deux fibres.

AMPLIFICATEUR A FSI TYPIQUE					AMPLIFICATEUR A FMAS $\Lambda=6\mu\text{m}$ , $d=2,4\mu\text{m}$				
Pout (dBm)	L (m)	Gmoy (dB)	Pp (mW)	ECP	Pout (dBm)	L (m)	Gmoy (dB)	Pp (mW)	ECP
9.98	22	9.98	29	0.30876049	10.05	6	10.05	63	0.14469515
15	31	15	90	0.34025307	15.07	8	15.07	165	0.1887067
19.998	39	19.998	290	0.34122055	20.07	10	20.07	460	0.21874972
24.97	47	24.97	950	0.32952723	24.93	12	24.93	1300	0.23859356

**Tableau III.2** : comparaison de l'efficacité de conversion de puissance d'une FSI amplificatrice standard et de la FMAS ( $\Lambda = 6\mu\text{m}$  et  $d = 2,4\mu\text{m}$ ).

Le tableau III.2 permet de comparer les efficacités de conversion de puissance pour les deux types de fibres amplificatrices. On remarque que l'ECP est nettement réduite dans le cas de la FMAS par rapport à la FSI et ceci d'autant plus que le gain moyen recherché est plus faible. Ce résultat peut s'expliquer de la manière suivante : la puissance de pompe est le paramètre qui permet d'ajuster la valeur du gain moyen pour une puissance de signal d'entrée  $P_{\text{sin}}$  fixée. La zone dopée de la FMAS étant deux fois plus grande que celle de la FSI, il faudra une puissance de pompe plus élevée pour aboutir à la même inversion de population. La structure étudiée ne permet donc pas d'obtenir une aussi bonne efficacité de conversion de puissance que la FSI amplificatrice à cause de la taille de sa région dopée.

#### III.3.4. Bilan de l'étude de la FMAS ( $\Lambda = 6\mu\text{m}$ , $d = 2,4\mu\text{m}$ ) dopée $\text{Er}^{3+}$

Nous allons maintenant pouvoir faire le bilan des résultats obtenus pour la FMAS ( $\Lambda = 6\mu\text{m}$ ,  $d = 2,4\mu\text{m}$ ). La taille du mode guidé à 1550nm est proche de celle du mode d'une fibre monomode passive standard. Installée sur une ligne de transmission, cette structure présente l'avantage de réduire les pertes aux raccordements avec une SMF, en comparaison avec une FSI amplificatrice classique. Nous avons pu remarquer que le facteur de recouvrement était limité par les contraintes de fabrication. Ainsi, il est possible d'améliorer  $\Gamma_s$  mais au détriment de  $\Gamma_p$ .

Au niveau de l'efficacité des deux types de fibres amplificatrices, on n'observe pas d'amélioration, en terme de niveau de gain, en utilisant la FMAS. En effet, la FMAS, utilisée dans les mêmes conditions que la FSI, permet d'obtenir les mêmes courbes de gain. Cependant, on a pu remarquer qu'en utilisant une FMAS, il était possible de réduire la longueur de fibre amplificatrice. Avec un rayon dopé égal à la moitié du pas et pour la FMAS que nous avons considérée, nous avons montré que cette longueur est réduite de 21% par rapport celle d'une fibre amplificatrice classique. Notons que la structure étudiée possède un plus grand rayon de cœur qu'une FSI amplificatrice classique ce qui tend à diminuer la valeur de l'efficacité de conversion de puissance. Concernant la dispersion chromatique  $D_c$ , nous avons vu au paragraphe III.3.2.2 qu'elle était de l'ordre de 35ps/(nm.km) aux longueurs d'onde du signal. Cette valeur est certes plus élevée que pour une FSI classique mais elle n'est pas critique puisque les longueurs de FMAS mises en jeu seront inférieures à celles des fibres classiques et globalement, les effets de la dispersion chromatique sur les signaux transmis dans la FMAS étudiée ne seront pas plus importants que dans une fibre amplificatrice classique. Enfin, les dimensions du cœur de la FMAS amplificatrice étant supérieures à celle d'une FSI classique, la fibre permet de repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires. Cet avantage peut être mis à profit pour des amplificateurs de puissances mais n'est pas suffisamment important pour justifier l'utilisation de cette fibre dans le domaine des télécommunications.

En conclusion de ce paragraphe, nous pouvons dire que la FMAS étudiée permet d'accéder aux mêmes performances en terme de gain qu'une FSI amplificatrice mais avec des longueurs de fibre plus courtes. Les performances de la FMAS sont notamment limitées par un facteur de recouvrement qui n'excède pas les 60% aux longueurs d'onde de la pompe et du signal.

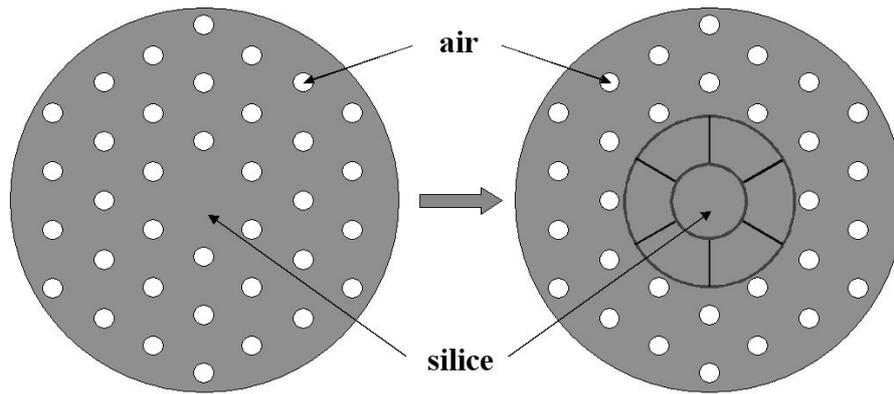
Dans la partie suivante, nous allons présenter une structure originale de FMAS permettant d'introduire différents types de dopage en vue d'améliorer les performances des amplificateurs optiques (largeur de la bande d'amplification et ondulation du gain sur cette bande).

### III.4. FMAS avec un cœur multi-barreaux

L'idée d'utiliser une fibre à cœur hétérogène constitué d'une juxtaposition de régions dopées différemment peut être concrétisée dans les FMAS grâce aux principes de fabrication de ces fibres (chapitre IV). Le cœur d'une FMAS active « classique » étant obtenu à partir d'un barreau dopé inséré au centre de la préforme, il est possible de concevoir une structure dont le cœur est composé de plusieurs barreaux dopés différemment. L'idée directrice est d'étudier jusqu'à quel point on peut tirer profit des caractéristiques et des performances de chaque région dopée considérée individuellement. Après avoir présenté le principe d'une FMAS à « cœur multi-barreaux » et précisé l'objectif de l'étude, nous chercherons à déterminer les caractéristiques d'une FMAS qui réponde aux critères que l'on s'est fixés (à savoir un comportement monomode aux longueurs d'onde de travail et de faibles pertes aux raccordements avec des FSI monomodes) avant d'évaluer numériquement les performances amplificatrices d'une telle structure.

#### III.4.1. Principe

La structure générale de la fibre à cœur multi-barreaux est représentée sur la figure III.31. Il s'agit d'une FMAS dont les trous de la première couronne sont remplacés, lors de la réalisation de la préforme, par des barreaux de silice dopée. Compte tenu des propriétés de guidage spécifiques des FMAS, cette fibre peut être monomode aux longueurs d'onde de travail grâce à un choix judicieux du pas et du diamètre des trous.



**Figure III.31** : principe de la fibre à cœur multi-barreaux et découpage du cœur en 7 régions.

Le cœur se trouve alors élargi par rapport à celui d'une FMAS plus conventionnelle et la zone centrale peut être composée en 7 régions dopées différemment.

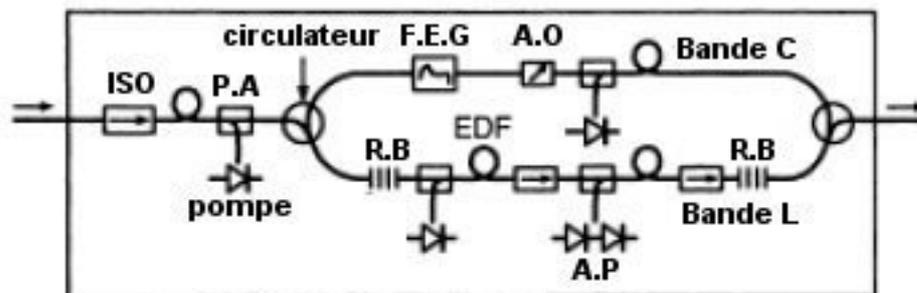
#### III.4.2. Objectif de l'étude

Le projet à l'origine de l'étude que nous avons menée sur les FMAS à cœur multi-barreaux a été celui d'élargir la bande d'amplification. Généralement, les amplificateurs à FSI permettent d'amplifier des signaux sur la bande C qui s'étend de 1530 à 1560 nm. Pour les applications aux communications optiques à multiplexage de longueurs d'onde (WDM), en vue de l'augmentation des débits de transmission, il est du plus grand intérêt de pouvoir étendre cette bande d'amplification, en n'utilisant qu'une seule et même fibre, aux bandes jouxtant la bande C, à savoir les bandes S (1480nm-1520nm) et L (1566nm-1605nm).

Le thulium est une terre rare qui permet l'amplification en bande S dans une matrice de silice [47]. Des sources d'ASE ont déjà été fabriquées à partir de fibres silice dont le cœur était co-dopé  $\text{Er}^{3+}$ - $\text{Tm}^{3+}$ . Ces sources ont permis d'obtenir une émission spontanée de 1460 à 1550nm avec un pompage à 980nm [48]. L'amplification en bande S est obtenue par transferts d'énergie des ions  $\text{Er}^{3+}$  vers les ions  $\text{Tm}^{3+}$  (pompage coopératif), ce qui nuit à l'amplification aux longueurs d'onde supérieures à 1550nm. Grâce au principe de fabrication des FMAS multi-barreaux, on pourrait envisager de séparer dans deux régions distinctes les deux terres rares, l'une ( $\text{Tm}^{3+}$ ) amplifiant en bande S, et l'autre ( $\text{Er}^{3+}$ ) en bande L. Malheureusement, l'amplification par le thulium seul en bande S n'a pu être démontrée que dans une matrice de verre fluoré où le nombre de phonons mis en jeu lors de la désexcitation de l'ion est nettement plus élevé que dans une matrice silice, ce qui favorise l'existence de transitions radiatives,

alors que dans la matrice silice, on observe essentiellement une désexcitation non radiative [49]. Compte tenu des différences de propriétés physiques entre les deux matrices (température de fusion (d'environ 1800°C pour la silice et d'environ 550°C pour un verre fluoré, coefficients de dilatation, etc.), on ne peut envisager d'associer ces deux matériaux dans la même préforme. D'autre part, la technologie du verre fluoré est extrêmement délicate à mettre en œuvre et à ma connaissance, aucune FMAS dans ce matériau n'a encore été fabriquée. Dans ces conditions, il ne paraît guère réaliste d'envisager, à une échéance raisonnable, la fabrication d'une FMAS entièrement en verre fluoré à cœur multi-barreaux, certains dopés  $Er^{3+}$ , d'autres dopés  $Tm^{3+}$ . C'est pourquoi nous avons préféré conserver des verres de silice pour notre étude et nous avons reporté notre intérêt sur l'élargissement de la bande d'amplification de la bande C vers la bande L.

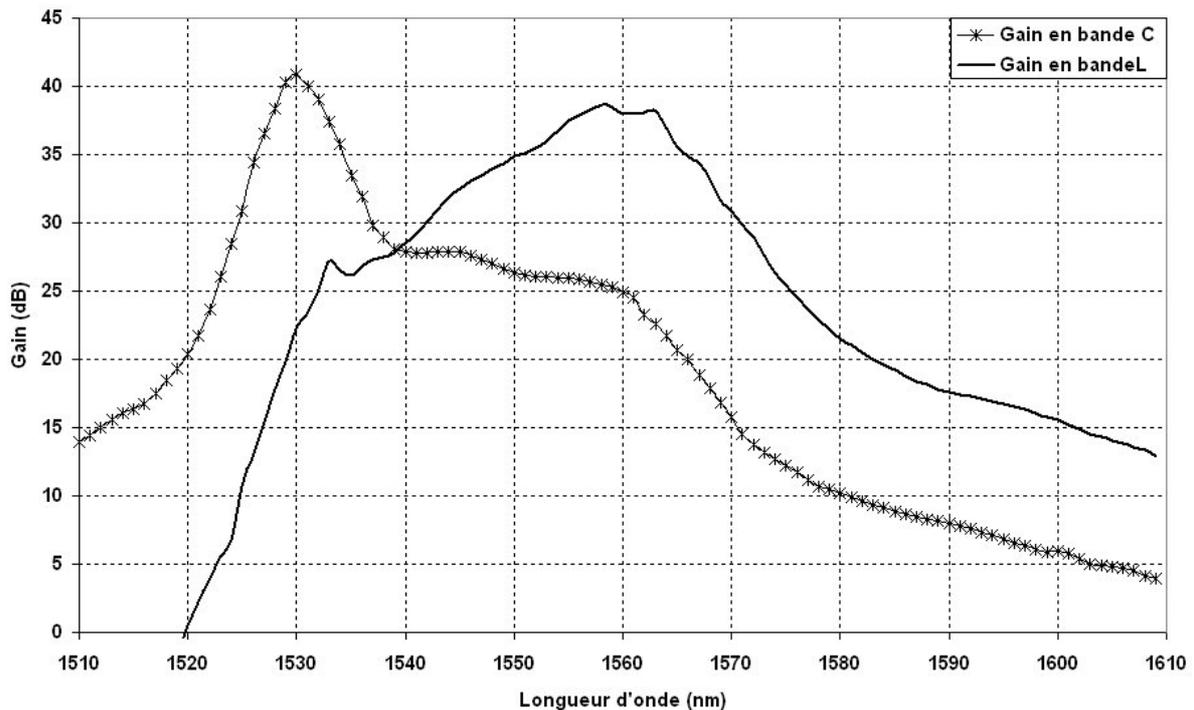
Des dispositifs permettant l'amplification sur les bandes C et L existent déjà. Ils sont obtenus par la mise en cascade ou en parallèle de plusieurs amplificateurs amplifiant chacun sur des plages de longueurs d'onde différentes [50],[51],[52]. Un exemple d'amplificateurs mis en parallèle pour l'amplification large bande est présenté sur la figure IV.32. La mise en œuvre de tels systèmes est complexe et coûteuse puisqu'elle nécessite l'utilisation de nombreux éléments comme des filtres, des multiplexeurs, des démultiplexeurs, des circulateurs, etc.



**Figure III.32** : Amplificateur à étage permettant l'amplification simultanée en bande C et L (ISO : isolateur optique, P.A : préamplificateur, F.E.G : filtre égaliseur de gain, A.O : atténuateur optique et A.P amplificateur de puissance, R.B : réseau de Bragg large bande ) (d'après [51]).

Les propriétés structurales des FMAS à cœur multi-barreaux sont susceptibles de permettre cette amplification très large bande au sein d'une seule et même fibre. En effet,

l'amplification en bande C est réalisée dans une matrice silice de type germanosilicate ou alumino-germanosilicate. Pour sa part, l'amplification en bande L peut être obtenue à partir d'une matrice silice dopée en ion erbium dans laquelle des ions co-dopants, tels que le phosphore, ont été introduits. Des fibres dopées présentant des sections efficaces résultant de tels co-dopages vont permettre de déplacer les courbes de gain vers la bande L. Des exemples de courbes de gains, pour les bandes que nous allons considérer, sont présentés sur la figure III.33.



**Figure III.33** : Exemples de courbes de gain obtenues en bande C (matrice alumino-germanosilicate) et en bande L (matrice phosphosilicate)

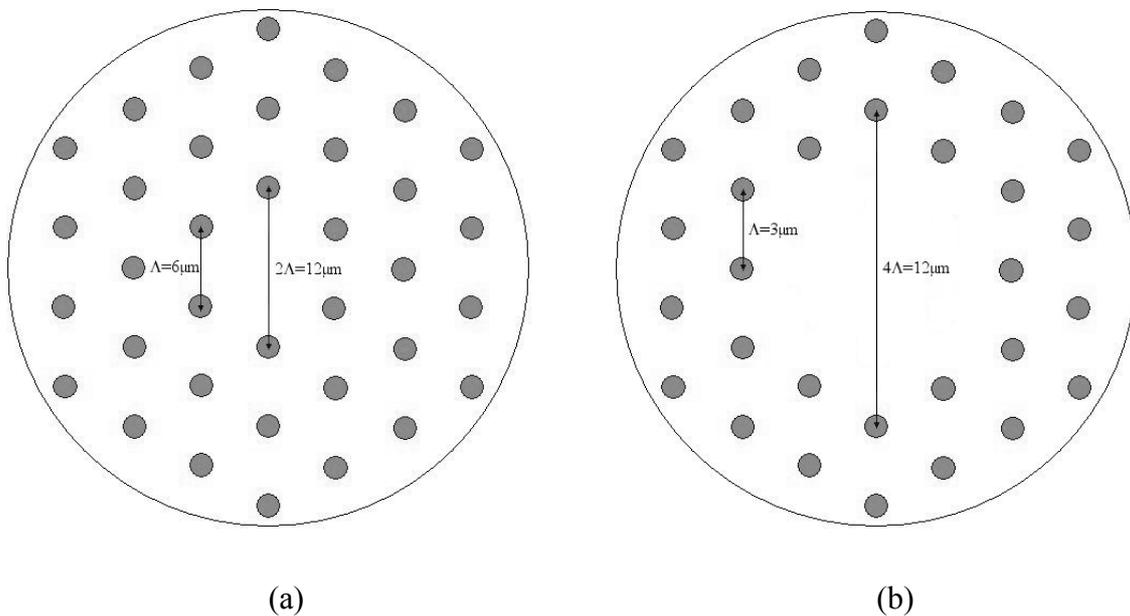
Nous allons maintenant étudier la possibilité d'élargir la bande d'amplification et/ou de réduire les variations du gain sur la plage de longueurs d'onde utile à l'amplification en vue d'applications type WDM, en insérant des barreaux dopés différemment dans le cœur d'une FMAS.

### III.4.3. Détermination des caractéristiques géométriques d'une structure multi-barreaux

#### III.4.3.1. Etude des modes guidés

Comme dans l'étude précédente, la première étape consiste à modéliser une structure qui reste monomode aux longueurs d'onde de travail. Pour une FMAS « traditionnelle », nous savons qu'un rapport  $d/\Lambda < 0,4$  permet d'assurer le guidage d'un mode unique pour  $\lambda > 980\text{nm}$ . Mais, en toutes hypothèses, cette condition n'est plus valide lorsque la première couronne de trous est remplacée par de la silice car la taille du cœur est augmentée alors que le rapport  $d/\Lambda$  dans la gaine est conservé. Il est donc nécessaire de redéfinir les paramètres géométriques du guide.

Dans un premier temps, pour conserver les dimensions du cœur de la FMAS précédemment étudiée et compte tenu du fait que la première couronne est remplacée par de la silice, j'ai fixé le pas du réseau à  $3\mu\text{m}$  (figure IV.34). Pour le diamètre des trous, j'ai dans d'abord conservé la condition  $d/\Lambda = 0,4$  qui donne un diamètre de trous de  $1,2\mu\text{m}$ .



**Figure III.34** : FMAS classique (a) et FMAS à large cœur (b) de mêmes dimensions de cœur.

La FMAS a été décrite et maillée suivant le principe exposé au paragraphe III.2.1.1. En premier lieu, j'ai cherché à savoir si le critère  $d/\Lambda < 0,4$ , dans le cas de cette nouvelle fibre, garantissait une propagation monomode à 980 et à 1550nm. Pour cela, on détermine les

bornes de l'intervalle d'étude pour la recherche des permittivités et des indices effectifs des modes guidés ( $\epsilon_{\text{eff}}$  et  $n_{\text{eff}}$  respectivement). Rappelons que pour une longueur d'onde donnée, la limite inférieure est la permittivité effective de la gaine supposée infinie et la limite supérieure est la permittivité de la silice. A 980nm, pour cette fibre, nous trouvons avec la MEF que les permittivités effectives doivent être comprises entre 2,07469 et 2,10445. A 1550nm, elles doivent être comprises entre 2,02488 et 2,08520. Les intervalles d'étude étant fixés, il est possible de rechercher les modes qui pourront être guidés dans la FMAS. On considère le cas où il existe 5 couronnes de trous autour du cœur. Ce nombre de couronnes a été choisi afin d'assurer un bon confinement du mode fondamental. Les résultats de simulations sont présentés dans le tableau III.3 où  $\beta$ ,  $\epsilon_{\text{eff}}$ ,  $\alpha$  et  $z$  sont respectivement la constante de propagation, la permittivité effective, l'atténuation linéique du mode considéré et l'impédance de surface appliquée sur le contour extérieur de la fibre.

$\lambda$ (nm)	$\epsilon(\text{gaine})$		HE11x	HE11y	TE01	TM01	HE21x	HE21y
980	2.07469	$\beta$ (rad/mm)	9289.9674	9289.96	9273.7558	9273.5769	9273.6248	9273.6248
		$\epsilon_{\text{eff}}$	2.099524	2.099524	2.092202	2.092122	2.092143	2.092143
		$z$	0.690144	0.690144	0.691350	0.691364	0.691360	0.691360
		$\alpha$ (dB/m)	1.233E-08	1.514E-08	4.992E-06	6.682E-06	1.690E-06	1.692E-06
1550	2.02488	$\beta$ (rad/mm)	5836.9809	5836.9809	5812.4312	5812.0763	5812.1111	5812.1111
		$\epsilon_{\text{eff}}$	2.073386	2.073386	2.055982	2.055731	2.055756	2.055756
		$z$	0.694480	0.694480	0.697413	0.697456	0.697452	0.697452
		$\alpha$ (dB/m)	1.090E-07	1.090E-07	3.215E-05	5.176E-05	4.316E-05	4.316E-05

**Tableau III.3** : Caractéristiques du mode fondamental et des 4 premiers modes dégénérés d'ordre supérieur guidés par la FMAS ( $\Lambda = 3\mu\text{m}$  et  $d = 1,2\mu\text{m}$ ) large cœur.

Grâce à la MEF, nous avons déterminé les caractéristiques du mode fondamental aux deux longueurs d'onde considérées. A ces deux longueurs d'onde, il présente une très faible atténuation linéique et peut se propager dans le cœur de la fibre avec de faibles pertes. La MEF a également permis de trouver les quatre premiers modes dégénérés d'ordre supérieur, dans les intervalles de permittivité considérés, aux deux longueurs d'onde considérées. Ces modes, présents aussi bien à 980nm qu'à 1550nm, subissent une atténuation linéique qui, bien que plus de 100 fois plus élevées que celle du mode fondamentale, reste très faible. La fibre étudiée ne vérifie pas donc pas le critère imposé de guidage monomode sur la plage de longueurs d'onde utile. Pour cette raison, d'autres dimensions de pas et de trous doivent être utilisées.

Pour commencer, j'ai conservé la même valeur du pas ( $\Lambda = 3\mu\text{m}$ ) et diminué le diamètre des trous (tableau III.4). Dans ce cas, il ne m'a pas été possible de déterminer une structure monomode aux longueurs d'onde de travail pour des FMAS caractérisées par un rapport  $d/\Lambda$  compris entre 0,2 et 0,4. Conformément à ce que nous avons déjà remarqué concernant les propriétés des FMAS, l'atténuation linéique des modes guidés augmente lorsque la quantité d'air diminue dans la gaine. On note également que l'atténuation des modes dégénérés d'ordre supérieur est plus importante que celle du mode fondamental. On note également que les atténuations linéiques sont plus élevées à 1550nm qu'à 980nm. Ces trois constatations s'expliquent de la même manière, par le fait que les pertes de confinement augmentent avec l'extension du champ dans la gaine qui est d'autant plus grande que, tout autre paramètre étant constant par ailleurs, la proportion d'air dans la gaine est plus faible, la longueur d'onde est plus grande ou l'ordre des modes considérés est plus élevé.

Si on réduit le pas du réseau, on diminue par conséquent la taille du cœur et on limite ainsi le nombre de modes guidés. De plus, contrairement à une FSI, l'ouverture numérique de la fibre n'est pas constante quand on réduit la taille du cœur ce qui influe sur le caractère monomode du guide.

J'ai ensuite effectué les mêmes calculs que pour les FMAS de pas  $3\mu\text{m}$  mais avec un pas plus petit égal à  $2\mu\text{m}$ . Les résultats sont donnés regroupés dans les tableaux III.4 (a) et (b).

$\Lambda(\mu\text{m})$	$d(\mu\text{m})$	$d/\Lambda$	$\epsilon(\text{gaine})$		HE11x	HE11y	TE01	TM01	HE21x	HE21y
3	1.2	0.4	2.07469	$\beta(\text{rad/mm})$	9289.9674	9289.96	9273.7558	9273.5769	9273.6248	9273.6248
				$\epsilon_{\text{eff}}$	2.099524	2.099524	2.092202	2.092122	2.092143	2.092143
				$z$	0.690144	0.690144	0.691350	0.691364	0.691360	0.691360
				$\alpha(\text{dB/m})$	1.233E-08	1.514E-08	4.992E-06	8.682E-06	1.690E-06	1.692E-06
	0.9	0.3	2.08457	$\beta(\text{rad/mm})$	9290.9074	9290.9074	9276.2411	9276.1491	9276.1556	2.09328548
				$\epsilon_{\text{eff}}$	2.099949	2.099949	2.093324	2.093283	2.093285	2.093285
				$z$	0.690074	0.690074	0.691165	0.691172	0.691171	0.691171
				$\alpha(\text{dB/m})$	1.068E-05	1.068E-05	4.682E-04	5.915E-04	5.389E-04	5.389E-04
	0.6	0.2	2.09199	$\beta(\text{rad/mm})$	9291.9922	9291.9922	9279.4267	9279.4009	9279.3815	9279.3815
				$\epsilon_{\text{eff}}$	2.100439	2.100439	2.094762	2.094750	2.094742	2.094742
				$z$	0.689993	0.689993	0.690928	0.690930	0.690931	0.690931
				$\alpha(\text{dB/m})$	2.877E-03	2.877E-03	3.618E-01	3.889E-01	4.089E-01	4.089E-01
2	0.8	0.4	2.04831	$\beta(\text{rad/mm})$	9277.1718	9277.1761	9242.1189	9241.6257	9241.6883	9241.6884
				$\epsilon_{\text{eff}}$	2.093744	2.093746	2.077952	2.077730	2.077758	2.077758
				$z$	0.691096	0.691095	0.693717	0.693754	0.693749	0.693749
				$\alpha(\text{dB/m})$	7.472E-07	7.472E-07	2.093E-05	3.428E-05	2.839E-05	3.269E-05
	0.6	0.3	2.06766	$\beta(\text{rad/mm})$	9279.4	9279.4	9248.1774	9247.9611	9247.9089	9247.9089
				$\epsilon_{\text{eff}}$	2.094750	2.094750	2.080677	2.080580	2.080556	2.080556
				$z$	0.690930	0.690930	0.693262	0.693279	0.693283	0.693283
				$\alpha(\text{dB/m})$	3.515E-04	3.515E-04	2.439E-02	3.020E-02	2.815E-02	2.815E-02

**Tableau III.4 (a)** : Modes obtenus dans différentes FMAS large cœur et propriétés de guidage de ces modes à 980nm.

$\Delta$ ( $\mu\text{m}$ )	d ( $\mu\text{m}$ )	d/ $\Delta$	$\epsilon$ (gaine)		HE11x	HE11y	TE01	TM01	HE21x	HE21y
3	1.2	0.4	2.02488	$\beta$ (rad/mm)	5836.9809	5836.9809	5812.4312	5812.0763	5812.1111	5812.1111
				$\epsilon_{\text{eff}}$	2.073386	2.073386	2.055982	2.055731	2.055756	2.055756
				z	0.694480	0.694480	0.697413	0.697456	0.697452	0.697452
				$\alpha$ (dB/m)	1.090E-07	1.090E-07	3.215E-05	5.176E-05	4.316E-05	4.316E-05
	0.9	0.3	2.04596	$\beta$ (rad/mm)	5838.573	5838.573	5816.7951	5816.645	5816.599	5816.599
				$\epsilon_{\text{eff}}$	2.074517	2.074517	2.059070	2.058964	2.058932	2.058932
				z	0.694291	0.694291	0.696890	0.696908	0.696914	0.696914
				$\alpha$ (dB/m)	4.660E-04	4.660E-04	3.467E-02	4.254E-02	3.991E-02	3.991E-02
	0.6	0.2	2.06245	$\beta$ (rad/mm)	5840.6435	5840.6435	5823.5945	5823.5865	5823.5244	5823.5244
				$\epsilon_{\text{eff}}$	2.075989	2.075989	2.063887	2.063881	2.063837	2.063837
				z	0.694045	0.694045	0.696077	0.696078	0.696085	0.696085
				$\alpha$ (dB/m)	1.587E-01	1.587E-01	3.516E+01	3.633E+01	3.622E+01	3.622E+01
2	0.8	0.4	1.98626	$\beta$ (rad/mm)	5818.4625	5818.4625	5767.3679	5766.5886	5766.4248	5766.4248
				$\epsilon_{\text{eff}}$	2.060251	2.060251	2.024226	2.023679	2.023564	2.023564
				z	0.696691	0.696691	0.702863	0.702958	0.702978	0.702978
				$\alpha$ (dB/m)	4.325E-04	4.325E-04	2.539E-02	4.061E-02	3.190E-02	3.190E-02
	0.6	0.3	2.02337	$\beta$ (rad/mm)	5822.5494	5822.5494	5779.7354	5779.576	5779.2765	5779.2765
				$\epsilon_{\text{eff}}$	2.063146	2.063146	2.032917	2.032805	2.032594	2.032594
				z	0.696202	0.696202	0.701359	0.701378	0.701414	0.701414
				$\alpha$ (dB/m)	9.163E-02	9.163E-02	1.438E+01	1.599E+01	1.598E+01	1.598E+01

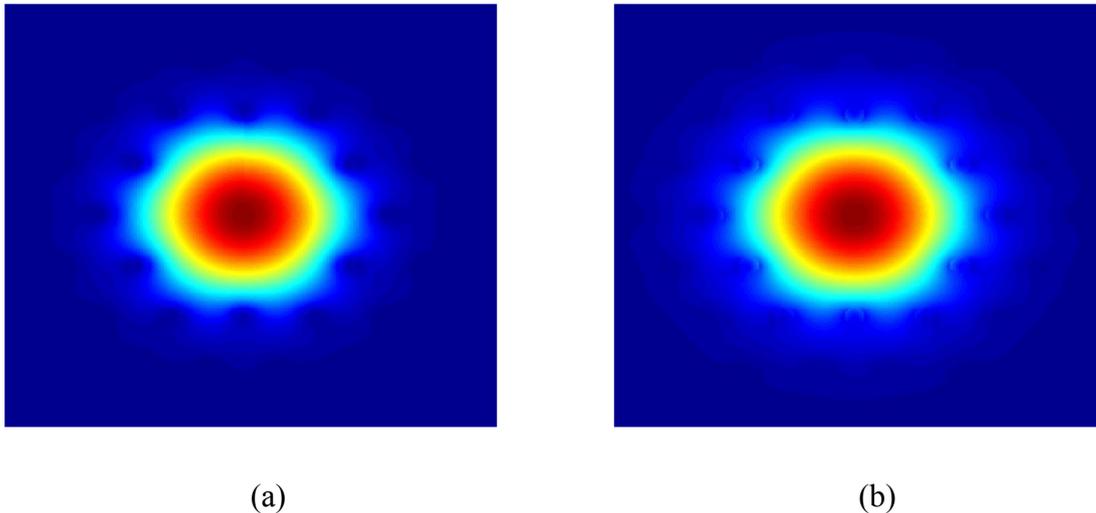
**Tableau III.4 (b)** : Modes obtenus dans différentes FMAS large cœur et propriétés de guidage de ces modes à 1550nm

De l'analyse de ces résultats ressortent plusieurs commentaires. Tout d'abord, d'un point de vue numérique, les quatre premiers modes dégénérés d'ordre supérieur semblent pouvoir exister dans toutes les structures étudiées. On peut cependant remarquer que les indices effectifs de ces modes sont d'autant plus proches de l'indice du mode fondamental de la gaine infinie que  $d/\Delta$  diminue, et ceci quelle que soit la longueur d'onde considérée. De plus, ces modes présentent des affaiblissements linéiques nettement plus élevés que le mode fondamental. Bien évidemment, ces affaiblissements augmentent lorsque le rapport  $d/\Delta$  diminue ou lorsque la longueur d'onde augmente. On pourrait rajouter des couronnes de trous afin de diminuer les pertes du mode fondamental mais cela bénéficierait également aux modes d'ordres plus élevés. Le fait de réduire davantage le rapport  $d/\Delta$  et/ou la taille du cœur doit permettre de trouver les conditions d'une véritable propagation en régime monomode. Cependant, les dimensions des structures à fabriquer seraient très difficiles à obtenir en pratique et c'est la raison pour laquelle de tels cas n'ont pas été étudiés (voir chapitre IV).

Nous ne disposerons donc pas de FMAS répondant au critère absolu de propagation monomode car notre étude numérique montre que toutes les structures envisagées supportent plusieurs modes aux longueurs d'onde de travail. Cependant, à la vue des résultats reportés dans les tableaux III.4 (a) et (b), on constate qu'il existe des structures dans lesquelles les

perles de confinement des modes d'ordres supérieurs au mode fondamental sont très élevées, alors que celles du mode fondamental restent supportables en vue d'un guidage sur quelques dizaines de mètres. De telles structures répondront ainsi en partie à notre attente.

Ainsi, autour de 1550nm, dans la FMAS de pas  $2\mu\text{m}$  et de diamètre de trous  $0,6\mu\text{m}$ , les modes d'ordre supérieur présentent une perte de confinement de l'ordre de 15dB/m alors que pour le mode fondamental, elle n'est que de 0,09dB/m. A 980nm, les résultats sont moins probants puisque les modes d'ordre supérieur présentent une perte de confinement de seulement 0,02dB/m. Cependant cette valeur reste plus élevée que pour le mode fondamental ( $3,5 \cdot 10^{-4}$ dB/m). Il faut également noter que l'indice effectif des modes d'ordre supérieur est très proche de l'indice de gaine, ce qui signifie que les pertes aux courbures et microcourbures de ces modes peuvent rapidement devenir considérables. Ces résultats nous amènent à conclure que la structure étudiée se comporte pratiquement comme un guide monomode autour de 1550nm. A la longueur d'onde de pompe, le conditionnement de la fibre réelle peut amener une fuite rapide des modes d'ordre élevés et donc leur conférer des pertes linéiques importantes. Pour toutes ces raisons, j'ai poursuivi l'étude de la FMAS multi-barreaux avec un cœur de pas  $\Lambda = 2\mu\text{m}$ ,  $d = 0,6\mu\text{m}$  avec 5 couronnes de trous et un diamètre dopé d'environ  $3\mu\text{m}$ . Le mode fondamental guidé par cette structure est représenté sur les figures III.35 (a) et (b).



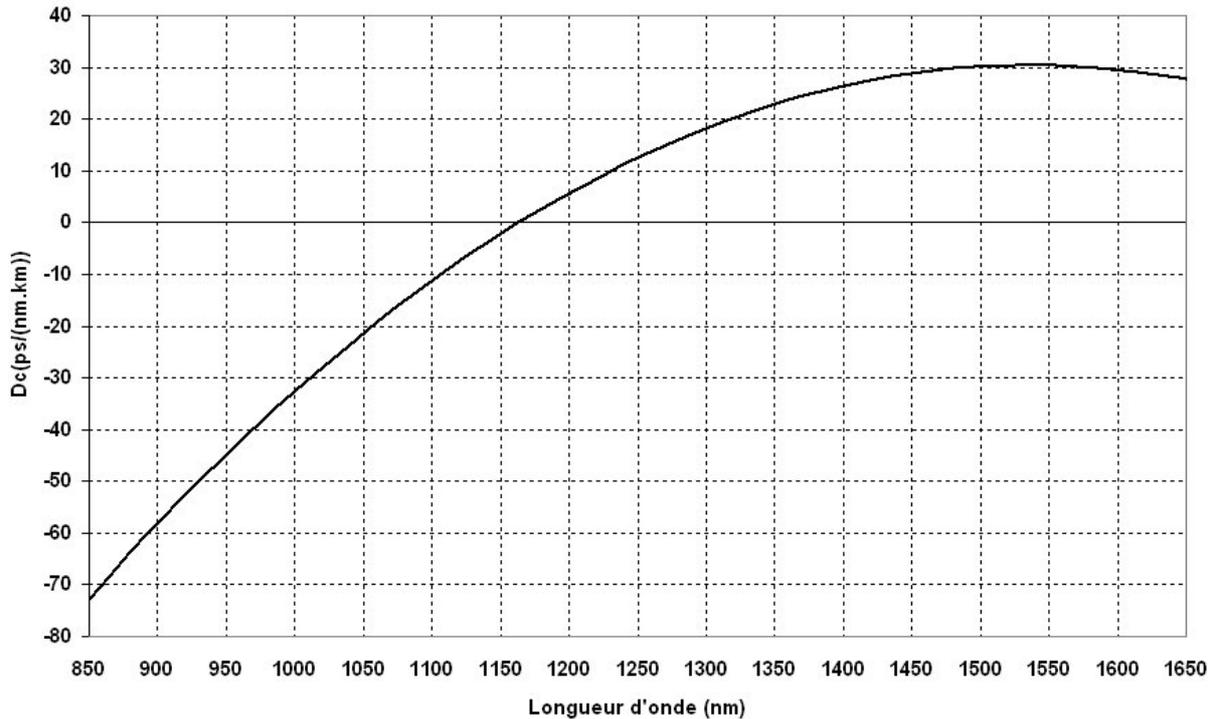
**Figure III.35** : Mode  $\text{HE}_{11x}$  guidé par la FMAS ( $\Lambda = 2\mu\text{m}$  et  $d = 0,6\mu\text{m}$ ) large cœur à 980nm (a) et 1550nm (c).

Comme pour la FMAS classique dopée ( $\Lambda = 6\mu\text{m}$ ,  $d = 2,4\mu\text{m}$ ), le module du champ électrique du mode fondamental a été utilisé pour les calculs d'aires effectives et de pertes aux raccordement. A 980nm, l'aire effective du mode fondamental est de  $22,52\mu\text{m}^2$  et à 1550nm, elle vaut  $25,63\mu\text{m}^2$ . Grâce à la formule III.14, nous avons évalué les pertes au raccordement d'une SMF28 avec la FMAS étudiée qui sont estimées à 2,14dB. Pour mémoire, les pertes au raccordement d'une FSI amplificatrice typique avec une SFM28 valent approximativement 2,9dB. Dans l'absolu, l'emploi de la FMAS avec un diamètre de cœur plus élevé permet bien de réduire les pertes aux raccordements mais les résultats trouvés restent proches. Cet argument ne peut donc pas être considéré comme décisif.

#### III.4.3.2. Dispersion chromatique

Avant de poursuivre l'étude sur la FMAS à cœur multi-barreaux, il est prudent, comme pour la FMAS ( $\Lambda = 6\mu\text{m}$ ,  $d = 2,4\mu\text{m}$ ), de déterminer la dispersion chromatique  $D_c$  de la structure. Les indices effectifs qui ont permis de déterminer la courbe de dispersion ont été calculés par la MEF. De la même manière que précédemment, une méthode de dérivation numérique permet de déterminer les dérivées secondes de ces indices et de calculer la dispersion chromatique de la FMAS large cœur en fonction de la longueur d'onde. La courbe correspondante est présentée sur la figure III.36.

Pour cette structure, on note que le zéro de dispersion est atteint pour une longueur d'onde proche de 1160nm. La valeur maximale de  $D_c$  est obtenue pour  $\lambda = 1525\text{nm}$  et vaut environ  $30,5 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ . Dans le cadre de notre étude, la dispersion chromatique de la structure proposée restera proche de  $30\text{ps}/(\text{nm.km})$  aux longueurs d'onde du signal. Cette valeur, bien que toujours supérieure à celle d'une FSI conventionnelle, reste acceptable pour un emploi sur des longueurs de l'ordre de quelques dizaines de mètres.



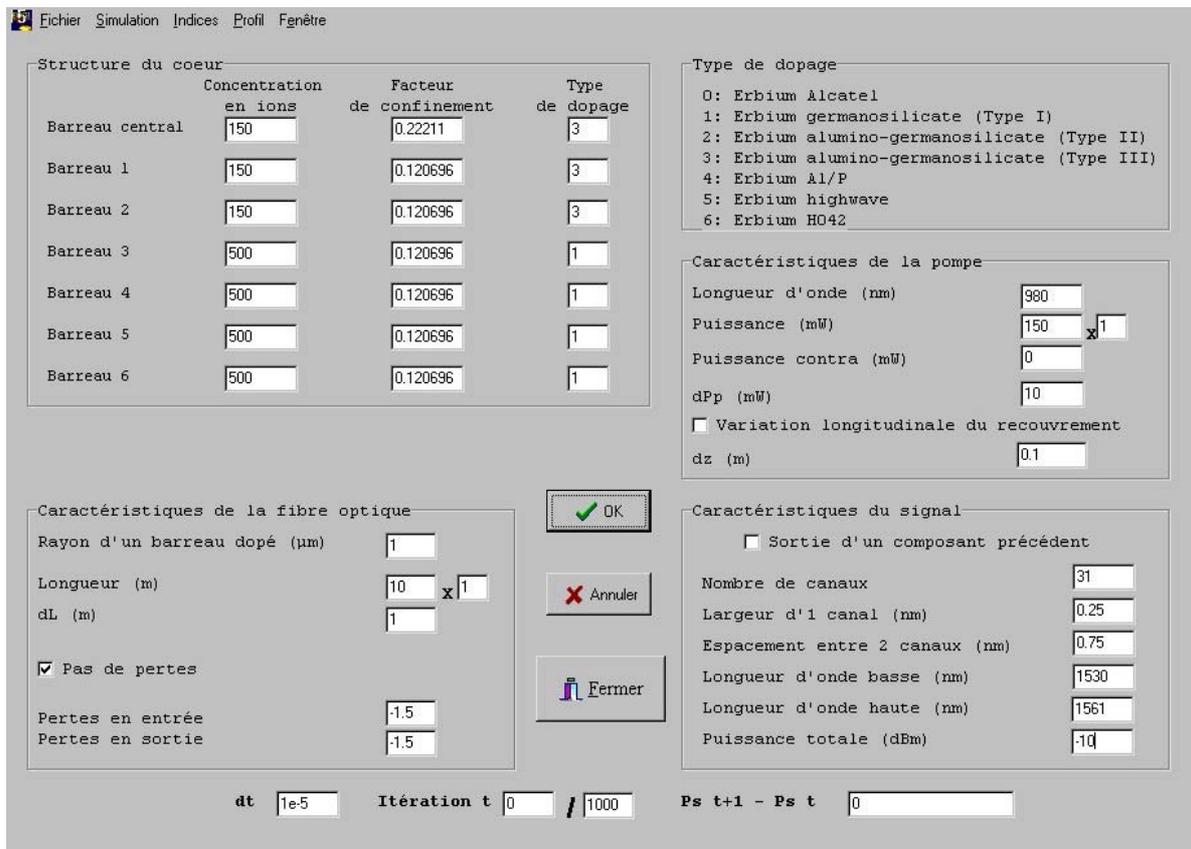
**Figure III.36** : Dispersion chromatique de la FMAS ( $\Lambda = 2\mu\text{m}$ ,  $d = 0,6\mu\text{m}$ ) large cœur.

#### III.4.3.3. Facteur de recouvrement

L'étude du facteur de recouvrement entre onde guidé et zones dopées va être légèrement différente de celles présentées dans le paragraphe III.3.2.3 puisque nous ne considérons non plus une mais sept régions dopées. Au moment de la réalisation de la préforme, le cœur sera constitué de 7 barreaux de mêmes dimensions : un barreau central et six barreaux périphériques. Le recouvrement est supposé identique pour tous les barreaux périphériques. Les facteurs de recouvrement obtenus, respectivement à 980nm et autour de 1550nm, sont de l'ordre de 22% et de 21% pour le barreau central et de l'ordre de 12% et de 11% pour chaque barreau périphérique. Ces données seront utilisées par le programme de simulation que j'ai modifié en conséquence pour tenir compte de la composition particulière du cœur de la fibre étudiée.

### III.4.4. Adaptation du logiciel de simulation

L'étude de la FMAS ( $\Lambda = 2\mu\text{m}$  et  $d = 0,6\mu\text{m}$ ) avec un cœur multi-barreaux a entraîné la nécessité de modifier le programme de simulation d'amplificateurs optiques dont nous disposons. J'ai effectué ces modifications de telle sorte que l'on puisse considérer 7 régions distinctes tel que cela a été mis en évidence sur la figure III.31. Chacune de ces 7 régions qui constituent le cœur peut être dopée différemment que ce soit en termes de concentrations en ions dopants ou en terme de nature de dopant(s) utilisé(s). L'interface du nouveau programme est présentée sur la figure III.37.



**Figure III.37** : Nouvelle interface du logiciel de simulation des amplificateurs optiques.

Avec cette interface, pour décrire la structure du cœur, l'utilisateur peut fournir la concentration en ions dopants de chacune des régions ainsi que le type de dopage et le recouvrement entre le champ électrique et la région dopée considérée. Le programme est conçu pour ne traiter que le cas de sections efficaces d'ions permettant une amplification basée sur un système à 3 niveaux puisque, vus les objectifs définis dans le paragraphe III.4.2,

nous n'aurons à considérer que le cas de l'ion erbium. Les valeurs du facteur de recouvrement aux longueurs d'onde « signal » sont fournies au logiciel via sept fichiers de points distincts.

Les sections efficaces intégrées à la nouvelle version du programme peuvent être tirées de la littérature (Type I, II et III) ou issues de mesures effectuées sur des fibres réelles. Nous verrons dans le chapitre suivant comment on obtient expérimentalement les sections efficaces des terres rares incorporées dans une fibre optique.

J'ai comparé les résultats fournis par la nouvelle version du logiciel pour le cas d'une FMAS dont les sept barreaux sont identiques avec ceux obtenus avec la version antérieure traitant la même structure comprenant un barreau dopé unique. Les deux logiciels ont donné des résultats identiques ce qui permet de penser que le logiciel modifié fonctionne correctement.

#### III.4.5. Résultats de simulations

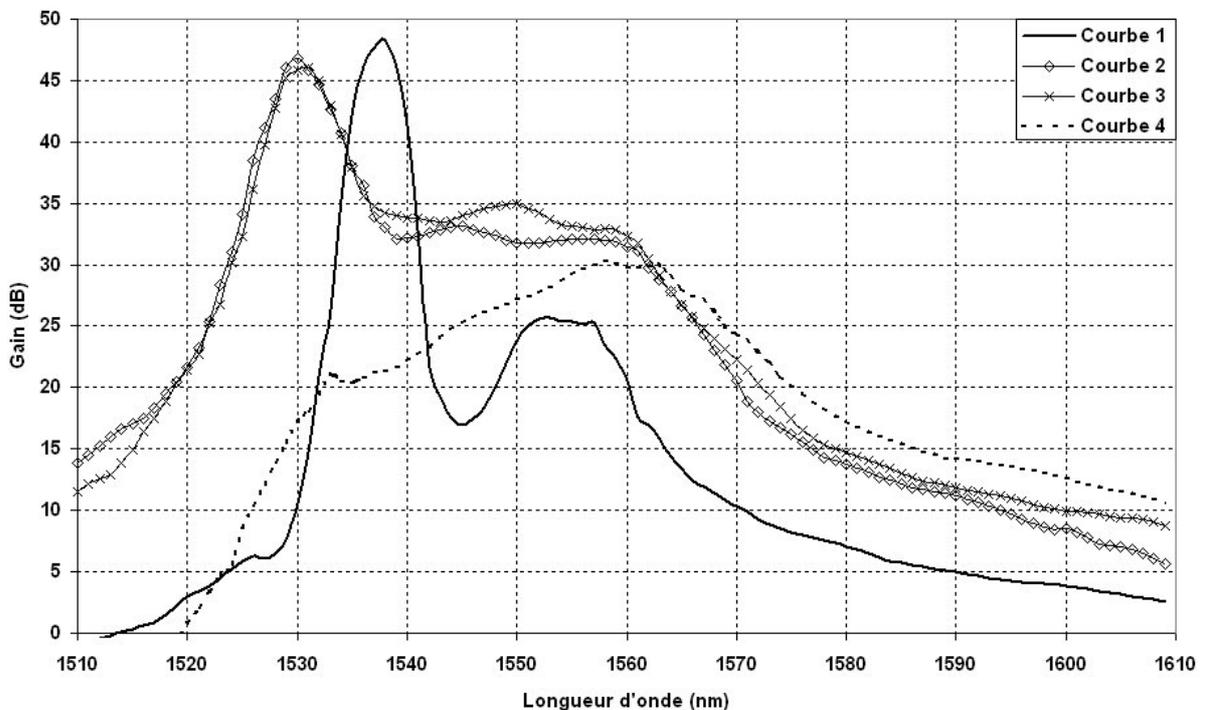
Le programme de simulation ayant été modifié, je l'ai appliqué au cas de la FMAS ( $\Lambda = 2\mu\text{m}$  et  $d = 0,6\mu\text{m}$ ) à cœur multi-barreaux. Nos objectifs étaient de pouvoir montrer un élargissement de la bande d'amplification et/ou une diminution de la variation du gain sur une plage de longueur d'onde en comparaison avec un amplificateur à FSI typique. Dans les amplificateurs à FSI nous servant de référence, la variation de gain  $\Delta G/G$  est de l'ordre de 25% entre 1530 et 1568nm et elle est de l'ordre de 50% entre 1530 et 1575nm.

Les simulations ont d'abord été effectuées en utilisant les mêmes dopages pour toutes les régions constituant le cœur. Pour une longueur de fibre donnée et une concentration en ions actifs données, si la puissance de pompe est suffisante, on observe une courbe de gain classique avec un pic autour de 1530nm dans le cas de l'erbium. Par contre, si la puissance de pompe est insuffisante, les photons à 1530nm sont réabsorbés par les ions erbium au delà de la longueur optimale associée à cette puissance de pompe, ce qui permet une amplification aux longueurs d'onde plus élevées (autour de 1560nm) : on assiste à une déformation et à un décalage de la courbe de gain vers la bande L. Nous avons vu au début de ce paragraphe que l'allure du gain est également liée à la nature des dopants introduits avec l'erbium dans le cœur de la fibre.

Des exemples des gains en bande C ou L sont présentés sur la figure III.38 et les paramètres de simulations sont donnés dans le tableau III.5.

	Courbe 1	Courbe 2	Courbe 3	Courbe 4
Puissance de pompe (mW)	150	150	150	150
Longueur (m)	20	20	20	20
Nombre de canaux	100	100	100	100
Longueur d'onde basse (nm)	1510	1510	1510	1510
Longueur d'onde haute (nm)	1610	1610	1610	1610
Type de co-dopage	Type I	Type III	Type Al/P	Type L
Concentration en ions dopés (ppm)	250	250	250	2500

**Tableau III.5** : paramètres de simulations des courbes de gain présentées figure III.38



**Figure III.38** : Courbes de gain obtenues avec les paramètres du tableau III.5, toutes les régions du cœur étant dopées de la même manière.

Il s'agit maintenant d'associer dans la même FMAS des barreaux dopés différemment en vue de tirer profit des caractéristiques combinées de chacun d'eux. Compte tenu de la structure originale de la fibre et notamment du cœur, en plus des paramètres habituels tels que la longueur ou la puissance de pompe, il existe d'autres variables à considérer, en particulier

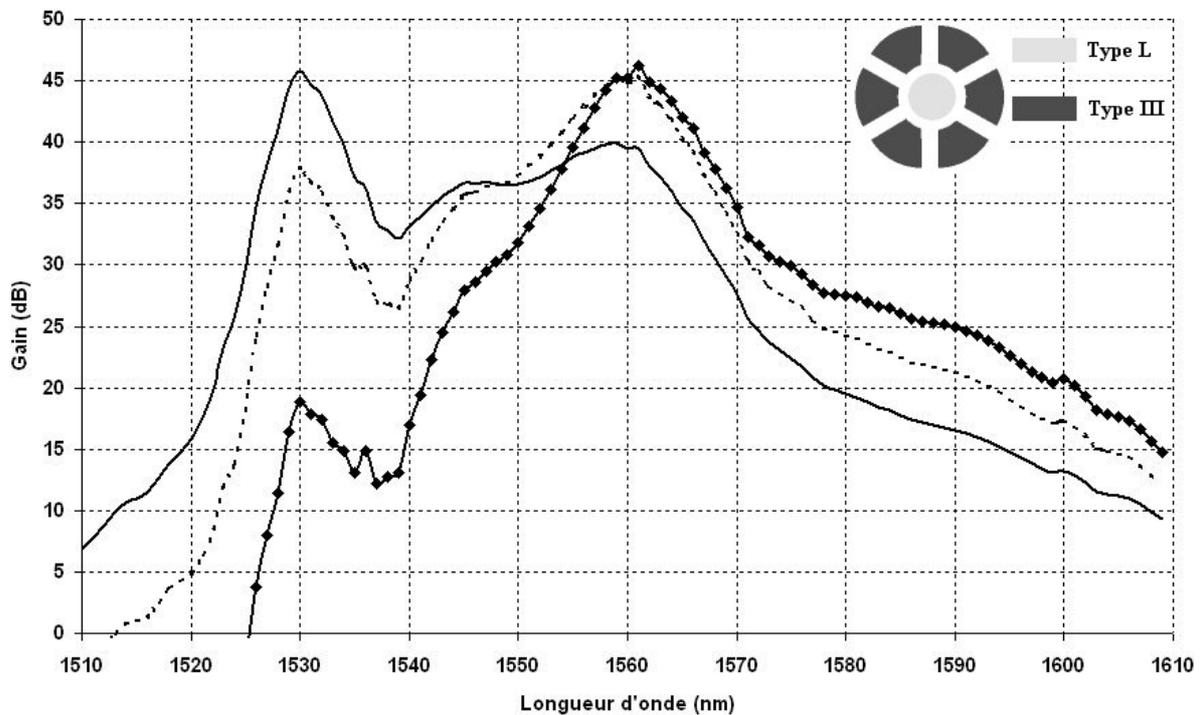
la nature des dopants des barreaux du coeur, la concentration en ions dopants dans chacun d'eux, ou encore leur position dans le cœur (centrale et périphérique).

Sur la figure III.39, la longueur a été choisie comme paramètre variable. Pour chaque courbe, le dopage du cœur est identique et la répartition des différentes zones dopées est présentée en insert. Les sections efficaces dites « Type L » sont celles de fibres conçues par la société Highwave Optical Technologies à Lannion. Il s'agit de fibres germanosilicate co-dopées aluminium (comme pour des sections efficaces dites de Type III) mais l'introduction d'un autre co-dopant tel que le phosphore favorise l'amplification en bande L, d'où la dénomination choisie. La concentration en ions de terre rare du barreau central a été choisie égale à 2000ppm afin de favoriser l'amplification en bande L. Dans le cas de l'erbium, il peut se former des agrégats pour de fortes concentrations d'ions dopants. Les ions d'un même agrégat peuvent échanger de l'énergie entre eux au détriment des échanges radiatifs avec l'extérieur. Ces transferts peuvent réduire l'efficacité de la fibre amplificatrice considérée [53]. Dans le cas de l'erbium, le seuil d'apparition des agrégats peut être repoussé pour des concentrations supérieures à 800ppm grâce à l'introduction d'aluminium dans la matrice vitreuse [47]. Une autre technique consiste à réaliser un co-dopage avec des ions lanthane (terre rare optiquement neutre) pour des concentrations en erbium de 2000ppm [44][54]. Même si ce phénomène n'est pas pris en compte dans cette étude, il faut garder à l'esprit qu'il peut intervenir dans une structure réelle et être à l'origine de performances moindre que celles obtenues théoriquement.

Les 6 barreaux périphériques présentent des sections efficaces de type III pour une concentration en ions  $\text{Er}^{3+}$  de 500ppm. La puissance de signal est de -20dBm répartie équitablement dans 100 canaux entre 1510 et 1610nm. La largeur spectrale d'un canal est de 0,25nm. Les canaux sont régulièrement espacés et l'espacement entre les limites de deux canaux consécutifs est de 0,75nm. La puissance de pompe totale est de 150mW.

Sur la figure III.39, on remarque un décalage de la courbe de gain vers la bande L lorsque la longueur augmente mais ce décalage s'opère au détriment de l'amplification dans la bande C. Ce phénomène s'explique par le fait que les photons à 1530nm sont réabsorbés par les barreaux avec un dopage de Type L et globalement, la largeur de bande d'amplification reste inchangée. En ce qui concerne les variations du gain entre 1530 et 1568nm, la valeur du rapport  $\Delta G/G$  est moins bon dans un amplificateur à FMAS que dans un amplificateur à FSI active. La meilleure valeur obtenue est de 0,3 dans le cas de la FMAS de

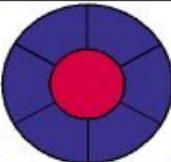
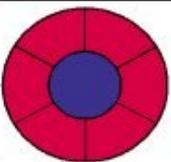
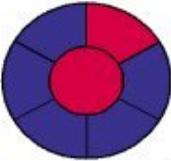
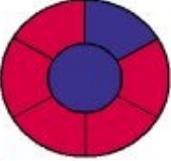
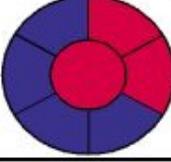
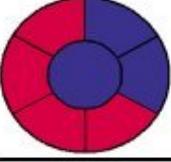
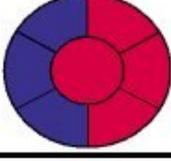
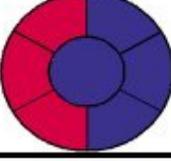
longueur 20m alors que pour le même gain maximal, ce rapport est inférieur à 0,25 avec un amplificateur classique.



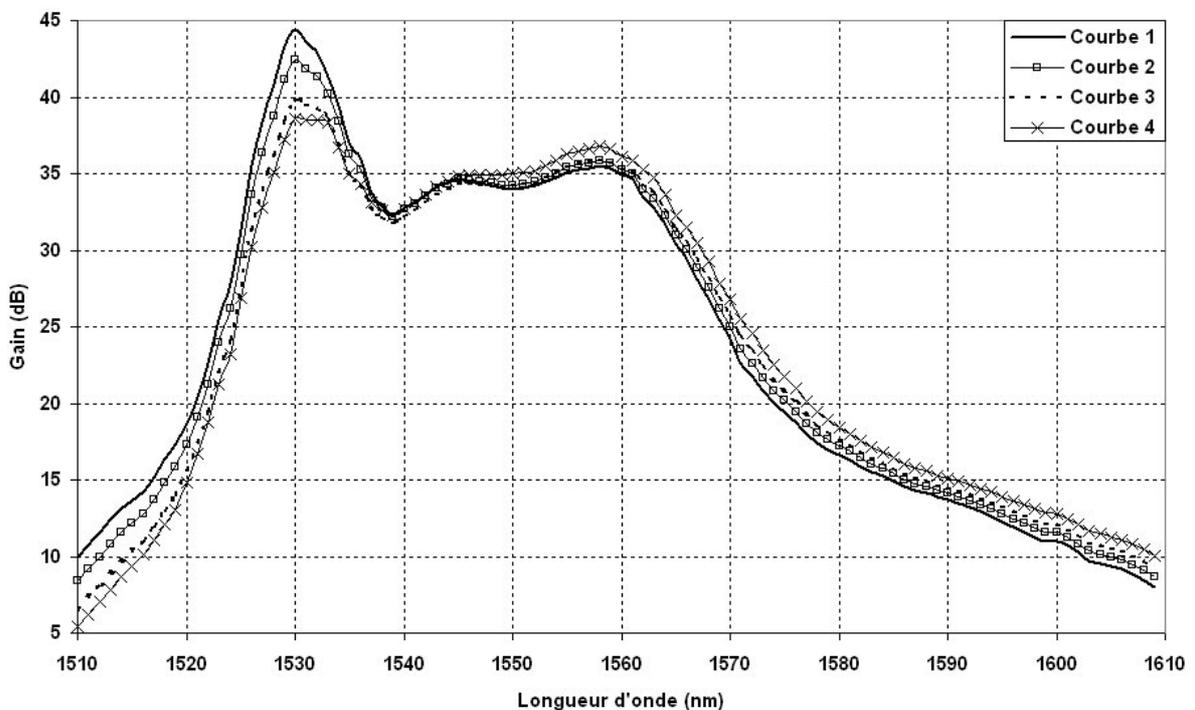
**Figure III.39** : Evolution du gain en fonction de la longueur de FMAS « à cœur multi-barreaux » (——— : 20m, - - - - - : 30m, —◆— : 40m). En insert : répartition spatiale des barreaux dopés.

J'ai ensuite étudié l'influence de la distribution des barreaux dopés différemment dans le cœur de la fibre sur la courbe de gain. Dans tous les cas, la longueur de fibre considérée est de 25m, la puissance de pompe à 980nm est de 150mW, le signal est un multiplexe de 100 canaux régulièrement espacés entre 1510 et 1610 avec une puissance totale de -20dBm. La concentration en ions erbium dans les barreaux avec co-dopage de Type III ou de Type L est respectivement de 250ppm et de 2000ppm. La concentration en ions erbium pour le dopage de Type III n'a pas été conservée égale à 500ppm car les simulations ont montré qu'une telle concentration favorisait trop l'amplification vers la bande L au détriment de la bande C.

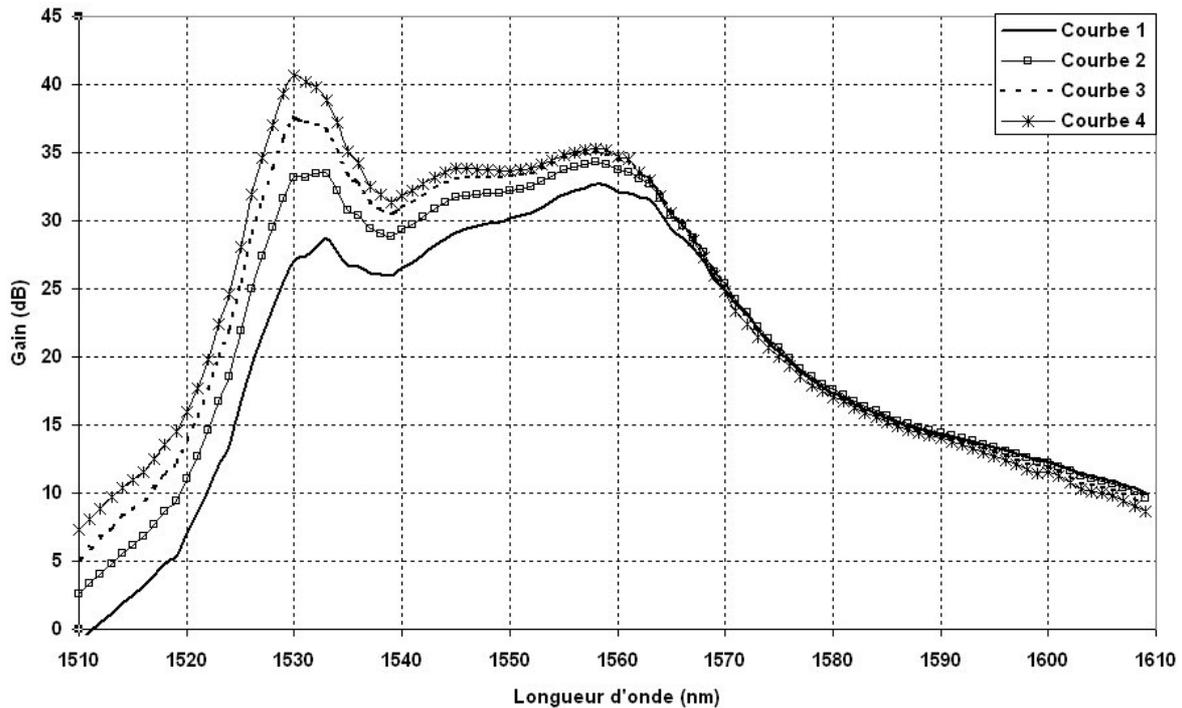
Les différentes distributions de barreaux prises en considération pour établir les courbes de gain des figures III.40 et III.41 sont présentées dans le tableau III.6.

		Figure III.40		Figure III.41	
 <b>Dopage de Type L</b>   <b>Dopage de Type III</b>	Courbe 1		Courbe 1		
	Courbe 2		Courbe 2		
	Courbe 3		Courbe 3		
	Courbe 4		Courbe 4		

**Tableau III.6** : Différentes distributions des barreaux avec un dopage de Type III ou de Type L pour les courbes de gains des figures III.40 et III.41.



**Figure III.40** : Courbes de gain obtenues pour une FMAS multi-barreaux pour les répartitions des barreaux dopés présentées dans le tableau III.6 (Type L au centre).



**Figure III.41 :** Courbes de gain obtenues pour une FMAS multi-barreaux pour les répartitions des barreaux dopés présentées dans le tableau III.6 (Type III au centre)

Rappelons que dans les différentes configurations, les positions relatives des barreaux périphériques n'ont aucune influence sur les performances : seul le nombre de barreaux de chaque type (III ou L) a de l'importance.

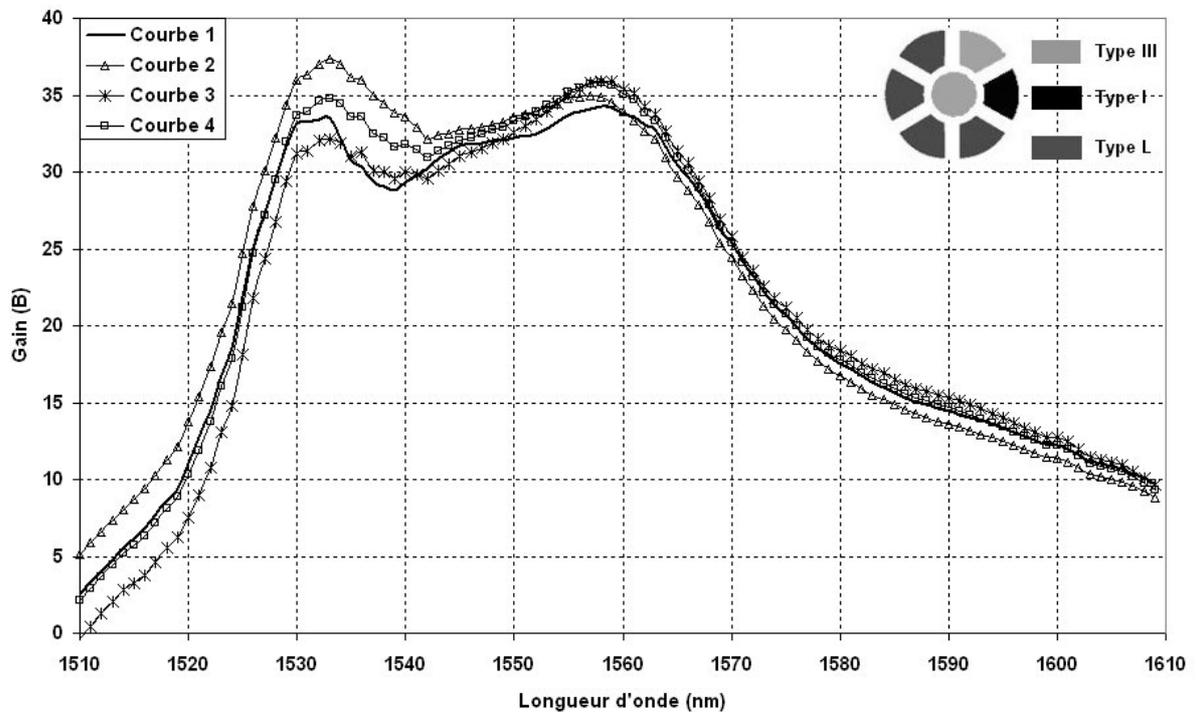
Les résultats présentés sur les figures III.40 et III.41 montrent l'influence du dopage affecté à chacun des barreaux en fonction de leur localisation, notamment en ce qui concerne le barreau central. Les barreaux placés en périphérie bénéficient d'un plus faible recouvrement avec l'onde de pompe. S'ils sont fortement dopés, ces conditions favorisent l'amplification aux hautes longueurs d'onde de la bande. La configuration envisagée dans la figure III.40 dans laquelle une majorité des barreaux périphériques est faiblement dopées (Type III), ne répond pas à ces critères. Les courbes de gain ont l'allure de celles obtenues avec les sections efficaces de matériau dont le dopage est de Type III. Le pic de gain reste très prononcé dans tous les cas. Sur la bande 1530-1568nm, la meilleure valeur de  $\Delta G/G$  est obtenue pour la courbe 4 de la figure III.40 et vaut 24,3%. Sur la plage de longueur d'onde considérée, cette configuration ne permet pas d'obtenir une ondulation du gain plus faible que celle d'une FSI amplificatrice.

Les résultats présentés sur la figure III.41 concernent une FMAS multi-barreaux dont une majorité de barreaux périphériques est dopée de Type L avec une forte concentration d'erbium (2000ppm). On observe le décalage attendu de la courbe de gain vers la bande L mais au détriment de l'amplification en bande C. Ce phénomène est encore une fois dû à la réabsorption des photons à 1530nm par les ions erbium. On remarque cependant que parmi les configurations étudiées, certaines présentent des variations du gain réduites sur la bande spectrale considérée. Ainsi, la courbe 2 de la figure III.41 présente une variation relative du gain  $\Delta G/G$  entre 1530 et 1568nm de l'ordre de 19,4%. L'utilisation de différents co-dopants dans le cœur d'une seule et même FMAS permet donc d'améliorer légèrement le rapport  $\Delta G/G$  sur une plage de 38nm par rapport à une FSI. En vue d'obtenir une amélioration plus importante, j'ai envisagé l'ajout d'un troisième type de barreaux au sein FMAS multi-barreaux.

Les résultats précédents montrent qu'il est préférable de placer les barreaux avec dopage de type L sur la périphérie du cœur pour favoriser l'amplification en bande L. Dans le cas de sections efficaces de Type I, le pic de gain est situé entre 1535 et 1540nm alors qu'il est centré sur 1530nm avec un minimum à 1540nm pour des sections efficaces de Type III. Il est donc intéressant de voir si l'introduction de barreaux dopés Type I peut conduire à une réduction de la valeur du rapport  $\Delta G/G$  en augmentant légèrement le niveau du gain entre 1535 et 1540nm au détriment du pic à 1530nm. Cette étude a été faite en partant des paramètres de simulation de la courbe 2 de la figure III.39 et en remplaçant un barreau périphérique de Type L par un barreau à co-dopage de Type I avec une concentration de 150ppm. La fibre est donc constituée d'un barreau central avec un dopage de Type III entouré de quatre barreaux avec un dopage de Type L, un barreau avec dopage de Type III et un barreau avec un dopage de Type I. La concentration d'erbium dans les barreaux de Type III est un paramètre dans cette étude. Les paramètres de simulations sont reportés dans le tableau III.7 et les courbes de gains obtenues sont représentées sur la figure III.42.

	Courbe 1	Courbe 2	Courbe 3	Courbe 4
Puissance de pompe (mW)	150	150	150	150
Longueur (m)	25	25	25	25
Puissance signal (dBm)	-20	-20	-20	-20
Nombre de canaux	100	100	100	100
Longueur d'onde basse (nm)	1510	1510	1510	1510
Longueur d'onde haute (nm)	1610	1610	1610	1610
Concentration en ions dopés Type I		150	150	150
Concentration en ions dopés Type III	250	250	500	400
Concentration en ions dopés Type L	2000	2000	2000	2000

**Tableau III.7** : Paramètres de simulations d'une FMAS multi-barreaux avec des barreaux dopés de trois manières différentes.



**Figure III.42** : Courbes de gains obtenues pour une FMAS multi-barreaux avec la répartition des barreaux dopés dans le cœur montrée en insert. Les concentrations en ions erbium pour chaque courbe sont indiquées dans le tableau III.8

Sur la figure III.42, la courbe 1 est la courbe de référence, c'est-à-dire qu'elle correspond à la courbe 2 de la figure III.41 pour laquelle la substitution entre un barreau périphérique avec dopage de Type III et un barreau avec dopage de Type I n'a pas été effectuée. Les autres courbes ont été obtenues pour une répartition des barreaux dopés telle que décrite plus haut et présentée en insert de la figure III.39. Avec cette configuration, il n'a

pas été possible de réduire les variations du gain entre 1530 et 1568nm quelle que soit la concentration en erbium dans les barreaux avec dopage de Type III. Le meilleur résultat obtenu est de 21,3% dans le cas de la courbe 3 correspondant au plus fort dopage en erbium dans ces barreaux (500ppm). La configuration choisie pour la courbe 4 permet quant à elle d'obtenir un rapport  $\Delta G/G$  de 22,2% sur la bande de 38nm considérée, mais, si on considère une bande légèrement plus étroite (35nm), ce rapport est ramené à 13,6%. La platitude du gain obtenue correspond à nos attentes mais sur une bande plus étroite que celle que nous cherchions. L'amélioration de la platitude est obtenue au détriment de la largeur de bande, et les résultats ne répondent alors plus aux objectifs fixés pour des applications de type WDM.

Globalement, nous n'avons pas pu montrer que la FMAS multi-barreaux dopées à l'erbium permet d'améliorer la platitude du gain ou d'élargir les bandes d'amplification. Une seule FMAS a montré une légère amélioration en terme de platitude de la courbe de gain mais compte tenu de la complexité (et par conséquent du coût) de fabrication de cette FMAS, cette amélioration est insuffisante pour justifier un développement industriel de la fibre. De plus, les différentes sections efficaces utilisées étant très semblables, elles ne permettent pas un élargissement de la bande d'amplification. Dans un amplificateur classique, l'amplification autour de 1560nm est généralement obtenue au détriment de l'amplification à 1530nm lorsque la puissance de pompe est insuffisante au regard de la longueur de la fibre et de la concentration en ions erbium utilisées. La FMAS multi-barreaux permet de décaler légèrement la courbe de gain vers la bande L mais, même dans cette structure, pour la même raison que celle que nous venons d'évoquer, les longueurs d'onde proche de 1530nm sont réabsorbées par les barreaux avec un dopage de Type L et globalement, on n'observe pas d'amélioration des performances en terme de platitude et de largeur de bande d'amplification par rapport à une FSI standard.

Cependant, même si elle n'a pas permis de mettre en évidence de meilleures performances qu'une FSI, cette structure n'est pas dénuée d'intérêt. Par exemple, elle peut permettre de combiner en une seule fibre des amplificateurs à différentes longueurs d'onde. Dans le cadre de notre étude sur les amplificateurs pour des applications aux télécommunications, nous avons voulu mettre à profit une autre propriété liée à cette structure particulière : la possibilité d'obtenir une FMAS avec un large cœur dopé en vue d'améliorer la valeur de recouvrement entre le champ du mode fondamental et la zone dopée accessible jusqu'alors. Les travaux sur cette question sont développés dans le paragraphe suivant.

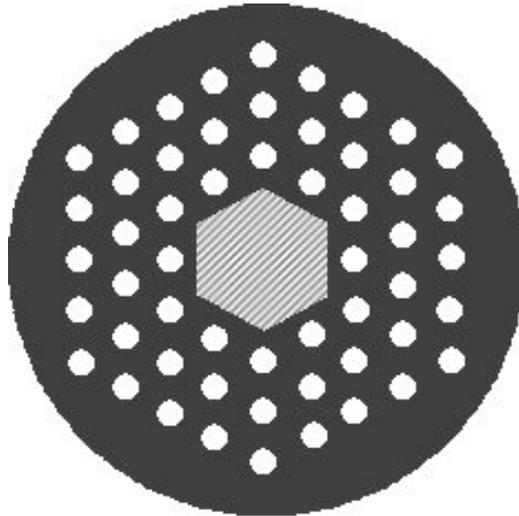
### III.5. FMAS à large cœur dopé $\text{Er}^{3+}$

Nous avons vu précédemment qu'une FMAS active classique est issue de l'étirage d'une préforme constituée d'un barreau dopé aux terres rares entouré d'un arrangement triangulaire de capillaires de mêmes diamètres. Dans cette fibre, le rayon de la zone dopée est au plus égal à la moitié du pas, ce qui a pour conséquence de limiter le facteur de recouvrement entre région dopée et modes fondamentaux guidés aux longueurs d'onde de pompe et de signal en dessous de 60%. Cette faible valeur du facteur de recouvrement constitue la principale cause de limitation de l'efficacité de cette fibre amplificatrice. Avec une telle structure, nous n'avons pas trouvé de moyen d'augmenter les valeurs du facteur de recouvrement. Pour y parvenir, nous proposons une variante de la structure imaginée pour les amplificateurs « à cœur multi-barreaux ».

#### III.5.1. Principe

Considérons la structure utilisée pour l'amplificateur multi-barreaux dans laquelle tous les barreaux sont dopés de la même manière. La section de la zone dopée est alors considérablement augmentée et l'extension de cette région doit permettre d'obtenir des facteurs de recouvrement élevés, ce qui n'avait pu être fait dans le cas de la FMAS ( $\Lambda = 6\mu\text{m}$ ,  $d = 2,4\mu\text{m}$ ).

Si nous considérons le cas d'une FMAS avec un cœur constitué de sept barreaux dopés identiques, suivant le principe de l'amplificateur multi-barreaux, pour réaliser un cœur de large section, plusieurs difficultés d'ordre technique risquent de rendre la réalisation délicate. En particulier, plusieurs préformes réalisées par MCVD seront nécessaires pour extraire les sept barreaux dopés. D'autre part, au cours de l'étape de fibrage, la déformation de la section des barreaux dopés qui tendent à remplir les interstices peut être à l'origine d'une inhomogénéité de la répartition des dopants dans la zone active. C'est pourquoi nous avons préféré imaginer une structure telle que celle décrite par la figure III.43 où la section du cœur central est un hexagone de grande dimension. Le barreau servant à fournir ce cœur pourra être extrait d'une seule préforme fabriquée avec la technique MCVD et une meilleure uniformité de la répartition des dopants sera garantie.



**Figure III.43** : Schéma de principe d'une FMAS à large cœur dopé  $\text{Er}^{3+}$ . La région hachurée représente la zone dopée.

### III.5.2. Structure utilisée

Nous cherchons toujours à évaluer les performances d'un amplificateur optique utilisant une FMAS et pompé à 980nm pour opérer dans la bande C. Pour cette raison, les dimensions des trous et le pas de la FMAS utilisée dans le paragraphe sur l'amplificateur multi-barreaux ( $\Lambda = 2\mu\text{m}$ ,  $d = 0,6\mu\text{m}$ ) conviennent pour cette étude.

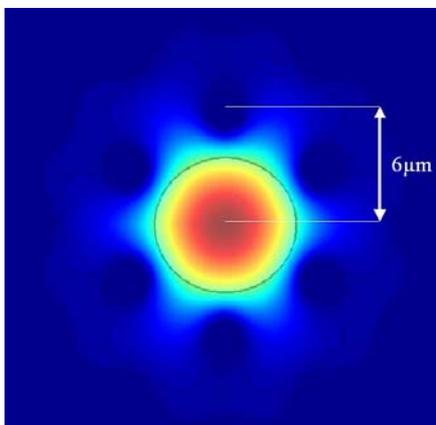
Les principaux résultats de l'étude modale développée au paragraphe III.4.3 restent valables pour cette fibre. Les caractéristiques des modes électromagnétiques pouvant exister dans cette structure sont rappelées dans le tableau III.8. Pour mémoire, les aires effectives du mode fondamental sont de  $22,52\mu\text{m}^2$  et  $25,63\mu\text{m}^2$  respectivement à 980 et à 1550nm.

$\lambda$ (nm)	$\epsilon$ (gaine)		HE11x	HE11y	TE01	TM01	HE21x	HE21y
980nm	2.06766	distribution d'intensité						
		$\beta$ (rad/mm)	9279.4	9279.4	9248.1774	9247.9611	9247.9089	9247.9089
		$\epsilon_{eff}$	2.094750	2.094750	2.080677	2.080580	2.080556	2.080556
		$z$	0.690930	0.690930	0.693262	0.693279	0.693283	0.693283
		$\alpha$ (dB/m)	3.515E-04	3.515E-04	2.439E-02	3.020E-02	2.815E-02	2.815E-02
1550nm	2.02337	distribution d'intensité						
		$\beta$ (rad/mm)	5822.5494	5822.5494	5779.7354	5779.576	5779.2765	5779.2765
		$\epsilon_{eff}$	2.063146	2.063146	2.032917	2.032805	2.032594	2.032594
		$z$	0.696202	0.696202	0.701359	0.701376	0.701414	0.701414
		$\alpha$ (dB/m)	9.163E-02	9.163E-02	1.438E+01	1.599E+01	1.598E+01	1.598E+01

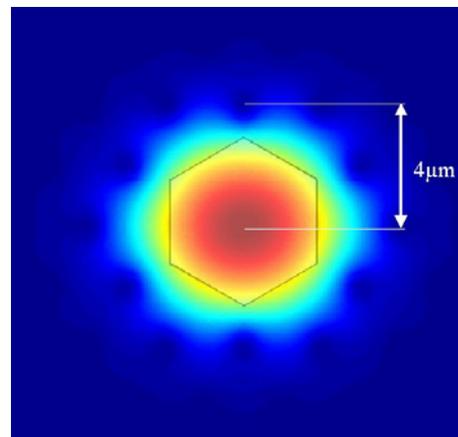
**Tableau III.8 :** Modes électromagnétiques obtenus par la MEF pour la FMAS large cœur ( $\Lambda = 2\mu\text{m}$  et  $d = 0,6\mu\text{m}$ ) ainsi que leurs constantes de propagation  $\beta$ , leurs permittivités effectives  $\epsilon_{eff}$ , leurs atténuations linéiques  $\alpha$  et l'impédance de surface normalisée  $z$ .

### III.5.3. Facteurs de recouvrement

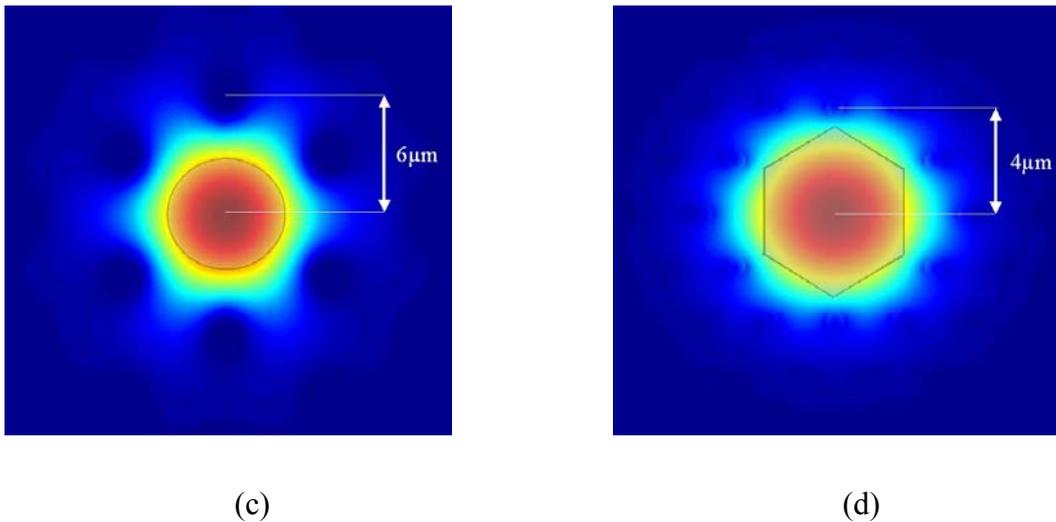
A partir de la formule (III.15) et l'intensité du champ électrique  $|E^2(r)|$  de la FMAS large cœur à différentes longueurs d'onde, les facteurs de recouvrement ont été calculés sur la plage de longueurs d'onde utile. Sur la figure III.44 ont été représentées les intensités du champ électrique du mode fondamental à 1550nm dans la FMAS classique ( $\Lambda = 6\mu\text{m}$ ,  $d = 2,4\mu\text{m}$ ) et dans la FMAS à large cœur hexagonal ( $\Lambda = 2\mu\text{m}$ ,  $d = 0,6\mu\text{m}$ ). La frontière de la région dopée de structure est figurée par le contour noir (cercle sur les figures III.44 (a) et (c) et hexagone sur les figures III.44 (b) et (d)).



(a)



(b)

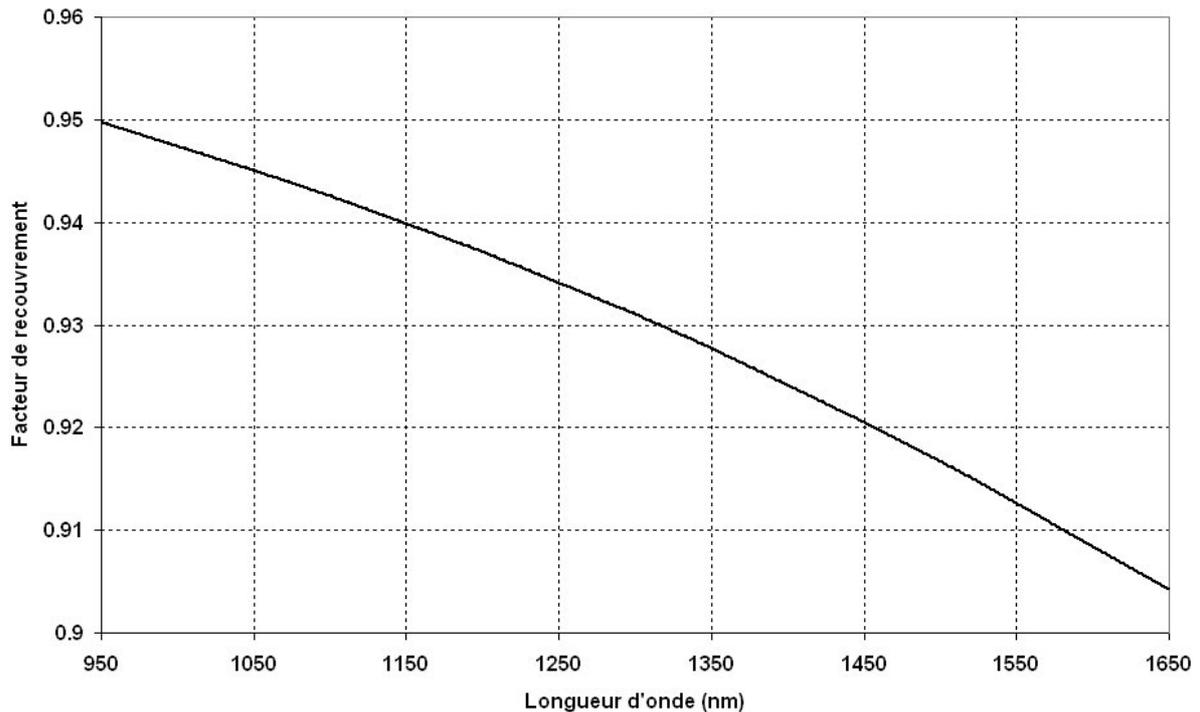


**Figure III.44** : Intensité du champ, électrique du mode fondamental dans une FMAS avec  $\Lambda = 6\mu\text{m}$ ,  $d = 2,4\mu\text{m}$  et rayon dopé  $r_d = 3\mu\text{m}$  à 980nm (a) et 1550nm (c), et dans une FMAS à large cœur ( $\Lambda = 2\mu\text{m}$ ,  $d = 0,6\mu\text{m}$ ) avec une zone dopée hexagonale à 980nm (b), et à 1550nm (d).

On observe clairement un meilleur confinement du champ à 980nm et surtout à 1550nm dans la région dopée lorsque l'on utilise une FMAS large coeur. Aux deux longueurs d'onde considérées, une plus grande partie du champ du mode fondamental est contenu dans la région dopée de la FMAS à large cœur par rapport à la FMAS classique, ce qui va se traduire par une amélioration des valeurs du facteurs de recouvrement avec la FMAS à large cœur.

Dans la FMAS à large cœur ( $\Lambda = 2\mu\text{m}$ ,  $d = 0,6\mu\text{m}$ ), la section de la zone dopée a une surface de  $23,4\mu\text{m}^2$ . Cette valeur est très proche de l'aire effective du mode fondamental aussi bien à la longueur d'onde de pompe qu'aux longueurs d'onde du signal ce qui nous conforte dans l'idée que la structure permet d'obtenir de fortes valeurs du facteur de recouvrement.

L'évolution du facteur de recouvrement en fonction de la longueur d'onde a été déterminée grâce aux champs issus des calculs menés avec le logiciel EMXD mettant en œuvre la MEF. Elle est représentée sur la figure III.45.



**Figure III.45** : Evolution du facteur de recouvrement en fonction de la longueur d'onde pour la FMAS à large cœur ( $\Lambda = 2\mu\text{m}$ ,  $d = 0,6\mu\text{m}$ ).

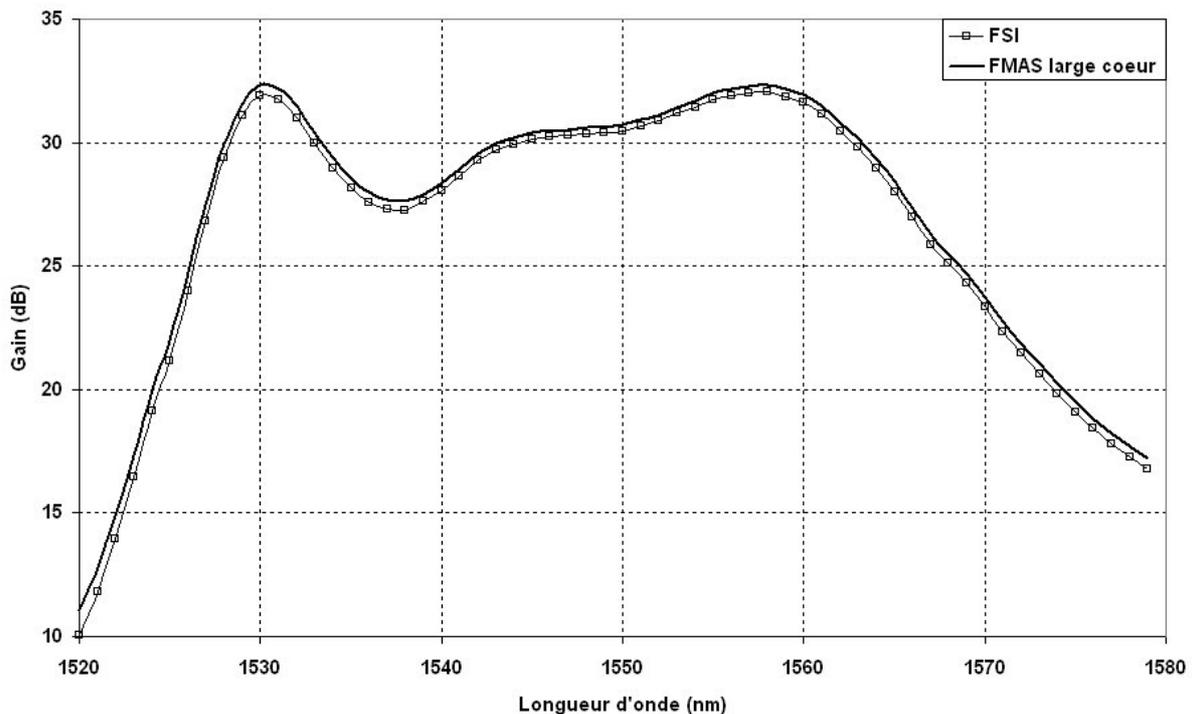
Comme dans le cas des autres fibres microstructurées étudiées jusqu'ici, le facteur de recouvrement varie peu avec la longueur d'onde. Il décroît de 95% à 980nm jusqu'à seulement 90,5% à 1650nm. Pour la FSI amplificatrice de référence, les facteurs de recouvrement sont de 85% et de 57% respectivement à 980nm et à 1550nm. Pour la FMAS ( $\Lambda = 6\mu\text{m}$ ,  $d = 2,4\mu\text{m}$ ), les facteurs de recouvrement respectivement aux mêmes longueurs d'onde sont de 68% et 65%. Il est donc prouvé que la FMAS à large cœur permet bien d'obtenir de fortes valeurs du facteur de recouvrement aussi bien à la longueur d'onde de pompe qu'aux longueurs d'onde du signal.

#### III.5.4. Performances de l'amplificateur

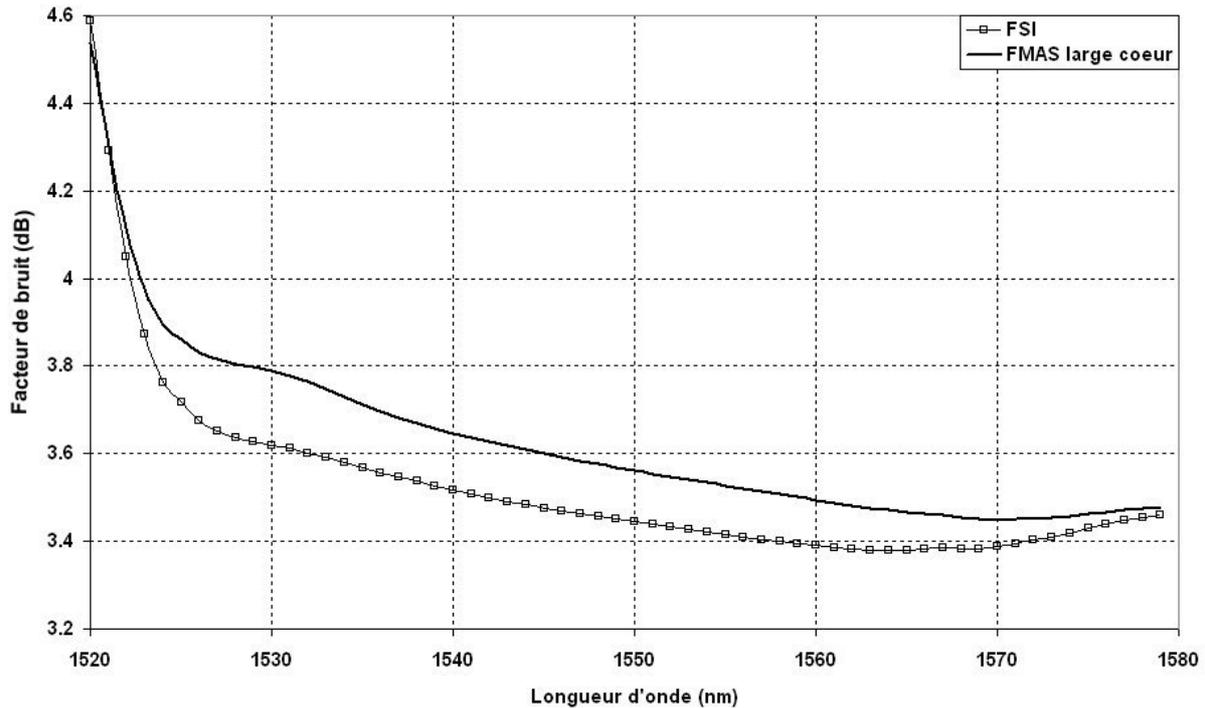
Ce paragraphe est dédié à l'évaluation des performances d'un amplificateur utilisant la FMAS à large cœur étudiée précédemment. Nous comparerons les résultats obtenus avec les performances d'un amplificateur utilisant une FSI classique.

### III.5.4.1. Gain et facteur de bruit

Pour comparer les performances en termes de gain et de facteur de bruit des deux types d'amplificateurs étudiés, nous avons cherché à ajuster la courbe spectrale du gain sur un gabarit standard dont les niveaux de gains à 1530nm et 1560nm sont identiques. Ce gabarit obtenu pour une FSI standard est présenté sur la figure III.46. La puissance de pompe, pouvant être délivrée par une diode laser monomode du commerce, a été fixée à 190mW. La puissance de signal a été fixée à -10dBm et est répartie équitablement sur 60 canaux de 0,25nm, régulièrement espacés de 0,75nm entre 1520nm et 1580nm. La concentration en ions erbium dans le coeur est de 150ppm. Les sections efficaces utilisées pour les simulations sont des sections efficaces expérimentales de silice dopée de Type III, fournies par Alcatel. Les longueurs de fibre amplificatrices ont été optimisées de manière à ajuster des courbes de gains au gabarit fixé. Les résultats obtenus sont présentés sur les figures III.46 et III.47.



**Figure III.46** : Gabarit et courbe de gain obtenus respectivement avec une FSI et la FMAS à large cœur amplificatrices.



**Figure III.47 :** Facteurs de bruit obtenus avec une FSI et la FMAS à large cœur amplificatrices.

En ce qui concerne le gain, il a été possible d'obtenir une courbe qui épouse le gabarit recherché aussi bien avec la FSI dopée qu'avec la FMAS large cœur amplificatrice. Les variations du gain sont de 21,68% et de 21,13% respectivement pour la FSI et pour la FMAS. L'utilisation de la FMAS large cœur permet d'obtenir un gabarit choisi mais en utilisant des longueurs de fibres amplificatrice plus courtes qu'avec une FSI grâce aux fortes valeurs de facteurs de recouvrement. Dans l'exemple que nous venons de traiter, il faut 52m de FSI pour obtenir la courbe de gain désirée alors que seulement 31m de FMAS dopée permettent d'aboutir aux mêmes performances : la FMAS large cœur étudiée présente donc une meilleure efficacité d'amplification qu'une FSI standard.

En ce qui concerne le facteur de bruit, on peut remarquer qu'il est légèrement plus élevé lorsque l'amplification est réalisée avec la FMAS à large cœur. Cependant, cette dégradation reste faible puisqu'elle n'excède pas 0,2dB (valeur relevée à 1530nm). Entre 1530 et 1570nm, le facteur de bruit est inférieur à 3,8dB avec la FMAS alors que sur la même plage de longueur d'onde, il n'excède pas 3,6dB avec la FSI.

La dispersion chromatique de la FMAS à large cœur, déjà calculée au paragraphe III.4.3.2 et représentée sur la figure III.36, est de l'ordre 30ps/(nm.km) autour de 1550nm. Cette valeur est plus élevée que pour une FSI classique (de l'ordre de 17ps/(nm.km)). D'un autre côté, l'utilisation de la FMAS à large cœur permet de réduire de plus de 40% la longueur de fibre utile à l'obtention d'un gabarit donné. Au final, à la traversée de deux amplificateurs avec des gains identiques (l'un réalisé avec la FMAS à large cœur, l'autre avec une FSI), la dispersion chromatique accumulée sera approximativement la même et cette caractéristique n'influencera pas le choix de l'un ou de l'autre.

#### *III.5.4.2. Efficacité de conversion de la puissance de pompe*

Afin de compléter l'étude des performances de la FMAS à large cœur amplificatrice, j'ai également calculé l'efficacité de conversion de la puissance de pompe (ECP) de cette fibre. Pour cette étude, un cahier des charges nous a été fourni par Alcatel.

On considère un peigne « signal » de 31 canaux, avec une largeur spectrale par canal de 0,25nm, répartis régulièrement entre 1530 et 1560nm. Pour chaque valeur de la puissance totale de signal envisagée (-10dBm, 0dBm et +10dBm), la longueur de la fibre sera ajustée de manière à ce que la valeur du gain soit identique à 1530 et à 1560nm. La puissance de pompe sera déterminée de manière à obtenir un gain moyen de 10dB, 15dB ou 20dB (défini comme le rapport entre la puissance totale du signal en sortie de l'amplificateur sur la puissance totale du signal injecté). Des pertes de 1,5dB (valeur des pertes aux raccordements couramment obtenues pour les amplificateurs optiques classiques) ont également été prises en compte à chaque extrémité de l'amplificateur. Les valeurs de l'efficacité de conversion de la puissance de pompe calculées dans chaque cas sont indiquées dans le tableau III.9.

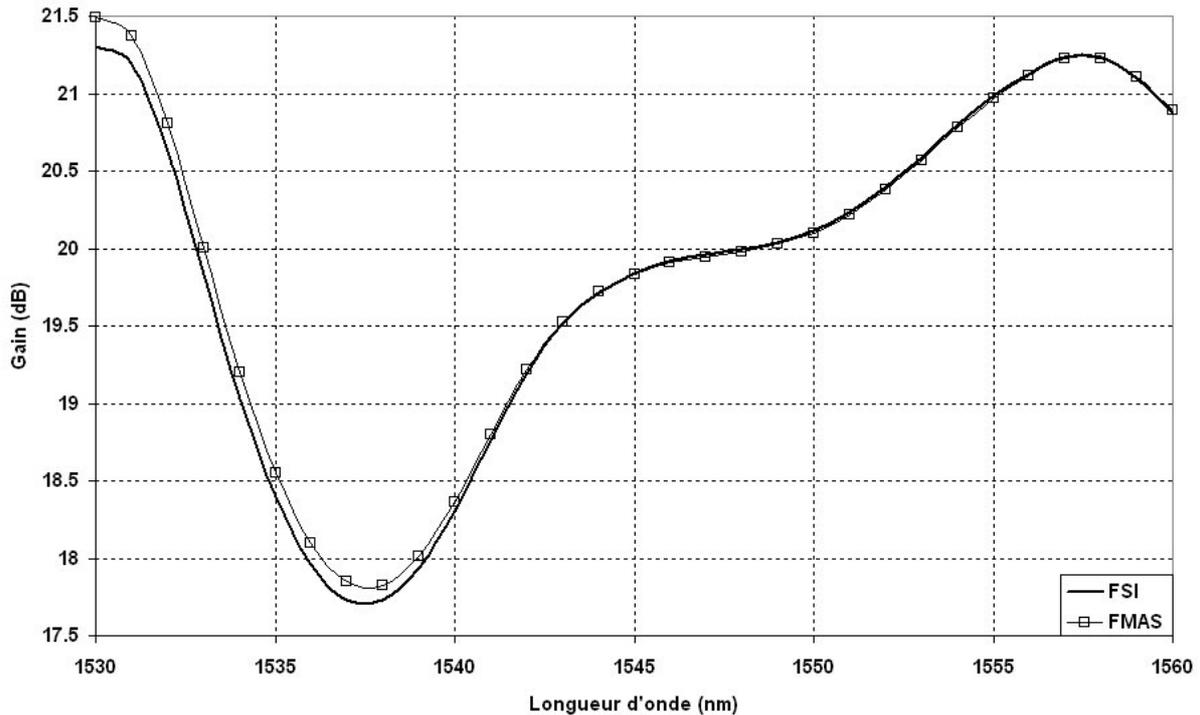
		AMPLIFICATEUR à FSI						AMPLIFICATEUR à FMAS à LARGE CŒUR					
G <sub>moy</sub> cherché (dB)	P <sub>in</sub> (dBm)	P <sub>out</sub> (dBm)	L (m)	G <sub>moy</sub> (dB)	P <sub>p</sub> (mW)	Rendement de conversion	Facteur de bruit à 1550nm (dB)	P <sub>out</sub> (dBm)	L (m)	G <sub>moy</sub> (dB)	P <sub>p</sub> (mW)	Rendement de conversion	Facteur de bruit à 1550nm (dB)
10	-10												
	0	9.98	22	9.98	29	0.30876049	4.39	9.92	13	9.92	36	0.24482998	4.53
	+10	20.03	22	10.03	270	0.33590062	4.38	20.05	13	10.05	310	0.29405789	4.48
15	-10	5.18	31	15.18	13	0.24985362	3.87	5.05	18	15.05	18	0.17216084	4.09
	0	15	31	15	90	0.34025307	3.80	15.03	18	15.03	100	0.30841975	3.94
	+10	25.18	31	24.76	900	0.3551219	3.77	24.98	18	14.98	910	0.3349174	3.92
20	-10	10.07	39	20.07	36	0.27951363	3.57	9.99	23	19.99	41	0.24090245	3.74
	0	19.998	39	19.998	290	0.34122055	3.47	20.04	23	20.04	300	0.3330843	3.59
	+10												
25	-10	14.71	47	24.71	104	0.28346274	3.44	14.8	28	24.8	110	0.27363197	3.74
	0	24.97	47	24.97	950	0.32952723	3.31	24.95	28	24.95	930	0.3350623	3.42
	+10												

**Tableau III.9** : Comparaison de l'efficacité de conversion de la puissance de pompe pour des amplificateurs utilisant une FSI ou la FMAS large cœur ( $\Lambda = 2\mu\text{m}$ ,  $d = 0,6\mu\text{m}$ ).

Dans ce tableau, les couples de valeurs ( $P_{in}$ ,  $P_{out}$ ) incompatibles avec des valeurs réalistes sont grisés, ainsi que toutes les valeurs associées. Par exemple, à fort niveau d'entrée (+10dBm), lorsque le gain fixé est lui-même fort, (20 ou 25dB), la puissance de sortie serait telle que la puissance de pompe nécessaire devrait être beaucoup trop élevée pour être délivrée par une diode laser monomode (supérieure à 1W). D'un autre côté, un faible gain pourrait être obtenu pour un faible niveau de signal (-10dBm) avec une faible puissance de pompe (<10mW) mais cette situation ne présente pas d'intérêt pour des applications à l'amplification optique et n'a donc pas été traitée.

Pour les couples ( $P_{in}$ ,  $P_{out}$ ) réalistes restants, les puissances de pompe et les longueurs de fibres optimisées pour répondre au cahier des charges sont indiquées dans le tableau III.9 pour la fibre de référence (FSI) et pour la FMAS à large cœur.

Un exemple de courbe de gain complète est montré sur la figure III.48 pour chaque type de fibre (gain moyen 20dB et  $P_{in} = 0\text{dBm}$ ).



**Figure III.48** : Courbes de gain obtenues avec une FSI et une FMAS amplificatrices pour une puissance de signal de 0dBm et un gain moyen recherché de 20dB.

Dans cet exemple, comme le stipule le cahier des charges que nous nous sommes fixés, le gain à 1530nm et celui à 1560nm sont sensiblement égaux (environ 21,3dB). Pour les deux types de fibres, les ondulations dans la bande gain sont très comparables (16,8% pour la FSI et 17,05% pour la FMAS à large cœur). En revanche, la longueur de fibre nécessaire est de 39m pour la FSI et de seulement 23m pour la FMAS à large cœur, ce qui illustre la meilleure efficacité de cette dernière. Les valeurs d'efficacité de conversion reportées dans le tableau III.9, et qui apparaissent comme très légèrement favorables à la FSI ne peuvent être interprétées sans prendre en compte cette différence de longueur de fibre. Cependant, fixer une longueur de fibre identique dans les deux cas pour une puissance d'entrée et un gain moyen donnés ne peut permettre de trouver une forme de courbe identique répondant au cahier des charges fixé, quelle que soit la puissance de pompe injectée. En effet, cette forme est conditionnée par l'évolution de l'absorption de la puissance de pompe et l'inversion de population longitudinalement, et elle évolue tout au long de la fibre. Ainsi, il est peu probable qu'avec la puissance de pompe trouvée pour obtenir le gain moyen voulu dans la fibre de longueur préalablement fixée, la forme de la courbe de gain épouse le gabarit désiré et ce pour deux fibres différentes.

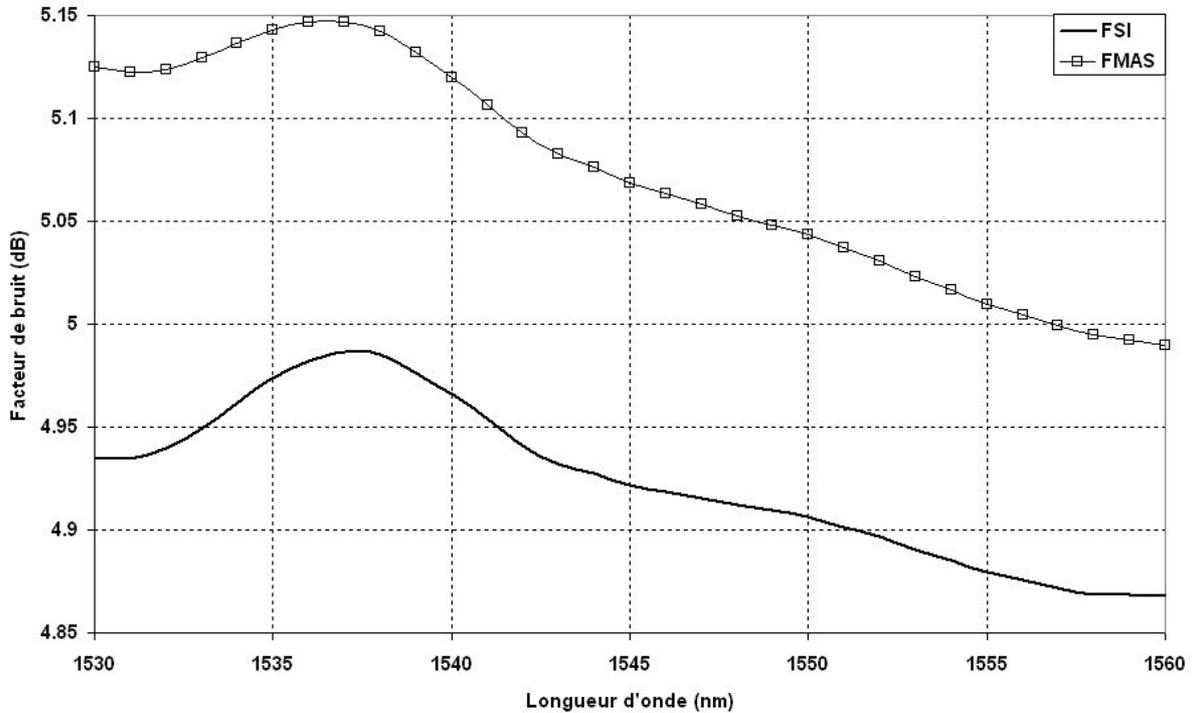
En gardant à l'esprit que la discussion porte sur des FMAS et des FSI dont les premières sont approximativement 40% plus courtes que les secondes, on peut malgré tout effectuer une comparaison hasardeuse entre les rendements de conversion dans les deux fibres. Dans tous les cas, sauf pour l'amplification de forts signaux à fort gain, ils apparaissent très légèrement favorables à la FSI, et valent approximativement 30 à 35% suivant le cas. Cela signifie simplement que, puisque le signal injecté reste toujours très petit devant l'onde de pompe en entrée, environ un tiers de la puissance de cette dernière est convertie en puissance signal quelle que soit la fibre utilisée, mais cette conversion s'effectue beaucoup plus vite dans la FMAS.

Pour les télécommunications, cette capacité à convertir plus rapidement l'onde de pompe en onde signal dans la FMAS à large cœur n'a que peu d'intérêt. En effet, le coût de fabrication de la FMAS étant très élevé par rapport à celui d'une FSI classique, l'économie que représente l'emploi d'une fibre amplificatrice plus courte est négligeable. En revanche, en vue de la réalisation de lasers efficaces, pour la génération d'impulsions brèves par exemple, la FMAS apparaît comme un milieu amplificateur très intéressant. Cette application de la FMAS à large cœur aux lasers, qui n'a pu être traitée dans le cadre de cette thèse, mérite manifestement d'être approfondie. En effet, tout en conservant une concentration en ions dopants raisonnable (1500 à 2000ppm), les longueurs de fibres nécessaires peuvent être réduites à quelques mètres.

Comme les rendements de conversion, les facteurs de bruit ont été calculés et comparés pour des amplificateurs à FMAS et à FSI, à puissance de signal en entrée, gain moyen et forme de courbes identiques. Les résultats à 1550nm sont présentés dans le tableau III.9. Un exemple calculé sur toute la bande entre 1530 et 1560nm est montré sur la figure III.49 (gain moyen 20dB et  $P_{in} = 0\text{dBm}$ , les autres paramètres étant ceux utilisés pour le calcul de la courbe de gain de la figure III.46). On constate ici que les allures de l'évolution spectrale des facteurs de bruit dans les deux amplificateurs sont très comparables avec un écart quasi constant entre les deux courbes de seulement 0,15dB à l'avantage de la FSI. Notons que lorsqu'on travaille avec de petits signaux, la dégradation reste du même ordre. Cet écart, qui n'est pas significatif, ne disqualifie pas la FMAS à large cœur.

En ce qui concerne les pertes aux raccordements avec une fibre standard, celle-ci sont inférieures de 0,75dB lorsque l'on emploie la FMAS à large cœur à la place d'une FSI. Cette amélioration provient évidemment du fait que la taille du mode de la FMAS, plus grande, est

mieux adaptée que celle du mode de la FSI au mode d'une fibre standard. L'amélioration pourrait être plus flagrante avec une FMAS à cœur plus large mais le caractère monomode de la propagation ne pourrait être conservé aux longueurs d'onde de travail.



**Figure III.49** : Facteurs de bruit obtenus avec une FSI et une FMAS amplificatrices pour une puissance de signal de 0dBm et un gain moyen recherché de 20dB.

### III.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons pu évaluer le domaine de validité d'une méthode simplifiée de modélisation (méthode de l'indice moyenné (MIM)) qui est une méthode approchée mais rapide à mettre en œuvre pour calculer les caractéristiques de propagation des modes guidés dans les FMAS. Cette méthode apparaît bien adaptée pour calculer, dans la plupart des cas, les indices effectifs et les dispersions chromatiques des modes des FMAS avec une justesse satisfaisante. Cependant, du fait qu'elle ne prend pas en compte les variations azimutales de la structure du guide d'onde, elle ne décrit pas d'une manière convenable la distribution spatiale des champs. Par conséquent, elle est inadaptée pour le

calcul des intégrales de recouvrement entre mode et zone dopée dans la FMAS active. Pour notre étude, nous avons choisi la méthode des éléments finis (MEF) qui a largement été éprouvée par ailleurs [43].

La modélisation d'une première FMAS amplificatrice standard, dans laquelle le barreau central en silice pure a été remplacé par un barreau de silice dopée erbium, a montré que l'emploi d'une telle fibre permet une meilleure adaptation de la taille des modes aux jonctions avec une fibre de ligne standard monomode, ce qui permet de réduire les pertes aux raccordements. Cependant, dans le cas de la FMAS, les recouvrements de l'onde de pompe avec la zone dopée sont sensiblement plus faibles que dans une FSI et malgré une amélioration du facteur de recouvrement aux longueurs d'onde du signal, les niveaux de gain accessibles restent comparables à ceux obtenus avec des FSI amplificatrices. D'autre part, nous avons pu remarquer que l'emploi de la FMAS permettait de réduire la longueur de fibre utile à l'obtention d'un gabarit mais que cette amélioration était limitée par les valeurs de facteurs de recouvrement obtenus.

Les procédés de fabrication des FMAS autorisent des degrés de liberté supplémentaires, par rapport à la méthode MCVD utilisée pour la fabrication des FSI amplificatrices classiques, pour établir la composition du cœur. Il est en effet possible de concevoir un cœur actif composé d'un assemblage de barreaux dopés différemment les uns des autres en vue de bénéficier des propriétés optiques cumulées de chaque matériau amplificateur mis en jeu. L'objectif que nous nous étions fixé était d'élargir la bande de gain et/ou de réduire ses fluctuations sur une bande donnée (par rapport à un amplificateur à FSI classique) en assemblant dans le cœur 7 barreaux dopés de manières différentes (Type I : germanosilicate, Type III : alumino-germanosilicate et Type L : phosphosilicate). Malheureusement, les nombreuses modélisations que nous avons effectuées nous ont amenés à conclure que dans un système à trois niveaux (cas de l'erbium), l'élargissement spectral du gain est illusoire puisque toute augmentation des performances aux hautes longueurs d'onde (bande L) se fait au détriment des basses longueurs d'onde (bande S et C), les photons émis aux courtes longueurs d'onde étant réabsorbés par les barreaux destinés à l'amplification en bande L. Cependant, grâce au travail effectué, nous disposons maintenant d'un logiciel capable de traiter l'amplification dans les FMAS à cœur hétérogène. Cet outil pourra être très facilement adapté au cas d'amplificateurs fonctionnant avec des systèmes à 4 niveaux ( $\text{Nd}^{3+}$ ,

$\text{Yb}^{3+}$ ) qui ne présentent pas l'inconvénient relevé plus haut. Il sera mis à la disposition du laboratoire pour des travaux ultérieurs.

Enfin, nous avons montré dans la dernière partie de ce chapitre, que l'on pouvait concevoir une FMAS amplificatrice à large cœur, monomode aux longueurs d'onde de pompe et de signal, en remplaçant non seulement le barreau central mais aussi la première couronne de trous par un large cœur hexagonal intégralement dopé aux terres rares. Dans ce cas, nous avons confirmé l'amélioration attendue des facteurs de recouvrement entre ondes guidées et zone dopée, ces facteurs de recouvrement pouvant atteindre les 90%. Cette caractéristique a permis de mettre en évidence la grande efficacité de la FMAS amplificatrice, qui se traduit par une réduction de 40% de la longueur de fibre nécessaire à l'obtention d'un gain donné, par rapport à une FSI amplificatrice classique. Cependant, cette meilleure efficacité ne présente que peu d'intérêt en télécommunications. En revanche, pour des applications aux lasers, cette fibre efficace présente un attrait évident puisqu'elle permet potentiellement d'extraire une puissance équivalente d'une cavité plus courte, ce qui réduit l'influence de la dispersion chromatique (diminution de l'allongement temporel d'impulsions données sur un aller-retour).

## **CHAPITRE IV :**

### **Etude expérimentale des FMAS utilisées dans les amplificateurs à fibres**



## IV. Etude expérimentale des FMAS utilisées dans les amplificateurs à fibres

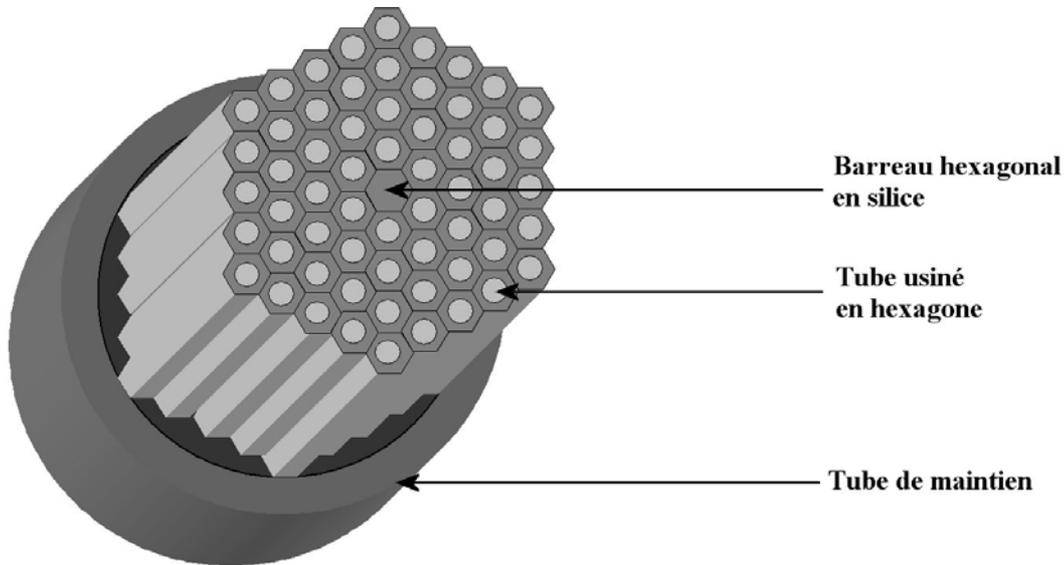
Nous avons jusqu'ici abordé l'étude des FMAS actives uniquement en terme d'objets d'étude évalués par des simulations numériques. Le but de ce dernier chapitre est de confirmer expérimentalement tous les résultats exposés jusqu'ici. Dans un premier temps, je présenterai succinctement les procédés de fabrication des FMAS, notamment ceux développés au sein de notre équipe à l'IRCOM, ce qui me donnera l'occasion d'expliquer certaines contraintes que nous nous sommes fixés pour l'étude théorique. Ensuite, je m'attacherai à présenter les résultats expérimentaux obtenus pour deux types de FMAS : l'une, active, basée sur une structure dite conventionnelle, la deuxième, passive, exhibant un large cœur. Ces résultats expérimentaux seront comparés à ceux obtenus par la simulation et seront commentés en détails.

### IV.1. Fabrication des FMAS

#### IV.1.1. Réalisation des préformes

Les préformes de fibres classiques sont fabriquées grâce à des procédés de dépôts en phase vapeur complexes tels que la MCVD ou la PCVD (voir Annexe 1) qui nécessitent la mise en œuvre de moyens techniques lourds. Au contraire, les préformes de FMAS, qui sont obtenues à partir d'un arrangement de capillaires, requièrent un niveau d'équipement moins poussé. Sur la figure IV.1 a été représentée schématiquement une telle préforme. Le capillaire central est remplacé par un barreau de silice pour former le cœur de la future fibre [2]. Comme pour une fibre classique, en première approximation, la fibre obtenue après étirage aura une section droite proche de celle de la préforme à un rapport d'homothétie près [2]. Les premières préformes étaient réalisées dans le but de fabriquer des fibres à cristal photoniques (FCP). Elles étaient obtenues à partir d'un barreau et de capillaires de forme hexagonale. Pour cela, un tube à bords épais était usiné et étiré à une température suffisamment faible pour ne pas déformer la structure dans le but d'obtenir des capillaires hexagonaux. Ainsi usinés, les

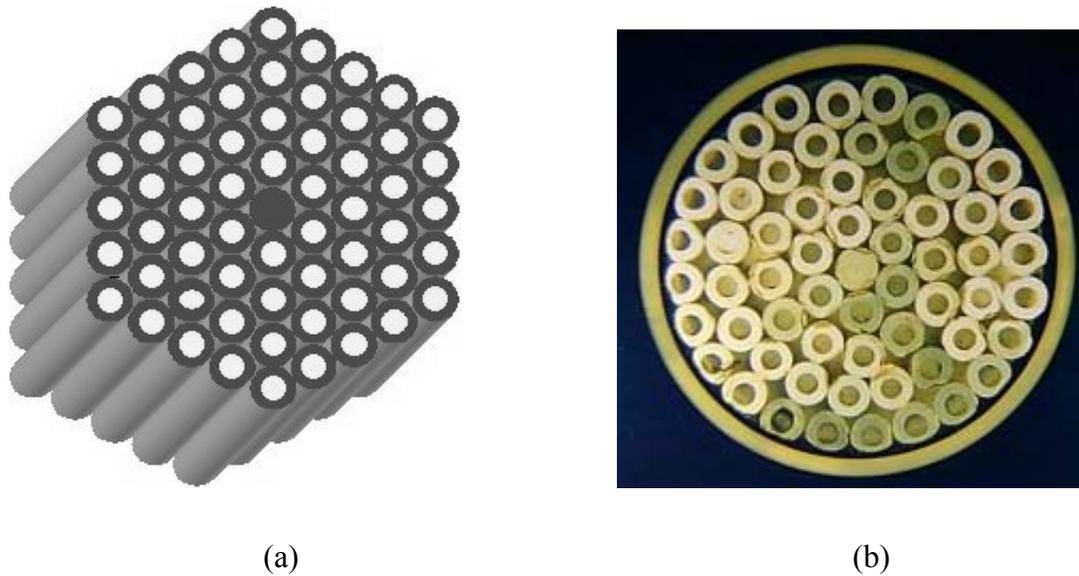
capillaires et le barreau s'associent parfaitement en une structure de type « nid d'abeilles » donnant une préforme à arrangement de type triangulaire [2][6]. Cet arrangement est ensuite placé dans un tube de maintien avant d'être fibré.



**Figure IV.1** : Schéma de principe d'une préforme de FCP.

Pour plus de simplicité, les préformes ont par la suite été préparées avec des capillaires circulaires. Le schéma d'une telle préforme est présentée schématiquement sur la figure IV.2 (a). La figure IV.2 (b) montre la structure de la toute première préforme étirée au laboratoire en 1998. Dans cette préforme, on note d'une part la présence de trous interstitiels entre les capillaires et d'autre part la présence de défauts dans l'arrangement. Ces trous doivent se reboucher lors de l'étape d'étirage. Il est à noter que pour garantir un guidage de la lumière, il n'est pas obligatoire d'obtenir un réseau parfaitement régulier puisque, pour les FMAS guidant la lumière par RTI, c'est seulement le fait que la valeur moyenne de l'indice de la gaine est inférieure à celui de la silice qui importe. Ainsi, des FMAS avec un arrangement désordonné de trous au niveau de la gaine ont été fabriquées et ont malgré tout permis d'observer un guidage de la lumière [55].

D'après la figure IV.2 (a), on remarque que le barreau central doit avoir un diamètre identique au diamètre extérieur des capillaires. Le pas du réseau correspond à la distance centre à centre entre le barreau central et les capillaires le jouxtant. Dans le cas d'une préforme dont le cœur est dopé aux terres rares, c'est le barreau central qui est dopé : c'est la raison pour laquelle le rayon de la zone dopée sera au maximum égal à la moitié du pas.



**Figure IV.2** : schéma d'une préforme réalisée avec des capillaires circulaires (a), photo d'une préforme fabriquée au sein de notre laboratoire à partir d'un empilement de capillaires (b).

A l'IRCOM, nous avons développé nos procédés de fabrication de FMAS en parallèle avec nos travaux de modélisation et de caractérisation. Ces techniques sont présentées dans le paragraphe suivant.

#### IV.1.2. Premières réalisations de FMAS à l'IRCOM

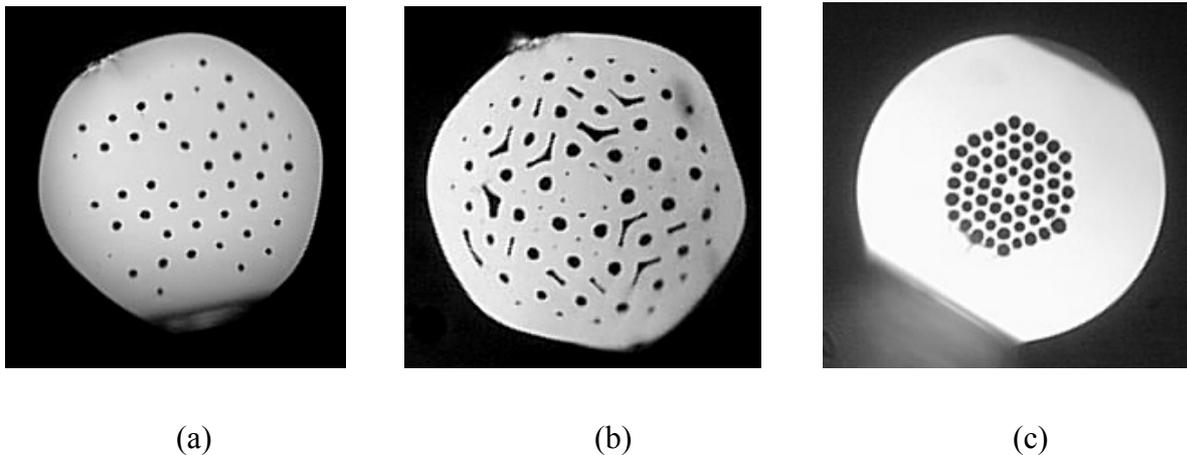
Considérons le cas d'une préforme de FMAS à arrangement triangulaire de capillaires et de barreaux tel que celui présenté sur la figure IV.2. Cet arrangement est placé dans un tube de maintien comme le montre la figure IV.2 (b). A une extrémité, le tube est chauffé à très haute température à l'aide d'un chalumeau, afin de le ramollir et de le refermer. Au cours de cette étape, les capillaires sont « soudés » au tube de maintien, ce qui assure la cohésion de l'ensemble. La préforme ainsi réalisée va ensuite pouvoir être étirée de manière conventionnelle.

Comme pour les préformes classiques, les préformes de FMAS sont fixées au sommet d'une tour de fibrage par une extrémité. L'autre extrémité est placée dans un four à induction constitué d'un noyau en graphite placé sous une atmosphère d'argon afin d'éviter sa combustion. La température du four est portée aux alentours de 1800°C afin de provoquer un

ramollissement de la silice. La partie inférieure de la préforme située sous le four va former la goutte dont le poids va permettre d'amorcer l'étirage du reste de la préforme.

La difficulté de l'étape de fibrage est d'établir les paramètres (vitesse de descente de la préforme, vitesse de tirage, température, etc.) nécessaires à l'obtention des caractéristiques de la FMAS que l'on souhaite obtenir.

Sur la figure IV.3 sont présentés des exemples de photos des différentes sections droites de FMAS parmi les toutes premières qui ont pu être réalisées à l'IRCOM [56].



**Figure IV.3** : Premières réalisations de FMAS obtenues à l'IRCOM ((a) décembre 2000, (b) juillet 2001 et (c) décembre 2001).

Les paramètres de fibrage jouent un rôle majeur dans la qualité de la structure de la fibre étirée. Par exemple, pour une température trop élevée, on observe un rebouchage des trous interstitiels mais également des trous constituant la gaine (figure IV.3 (a)). Au contraire, une température trop faible ne permettra pas de reboucher les trous interstitiels (figure IV.3 (b)). On remarque également sur cette figure que le diamètre des trous du centre est plus grand que celui des trous périphériques. Ceci est dû au gradient thermique dans le four : la température, plus élevée à l'extérieur qu'à l'intérieur de la préforme, entraîne un ramollissement plus prononcé sur les dernières couronnes. On peut aussi observer une déformation des trous sous l'action de la pression régnant à l'intérieur des capillaires de la préforme (figure IV.3 (c)).

De nombreux essais ont permis de mieux maîtriser ces différents paramètres et de pouvoir améliorer la régularité des structures des FMAS fabriquées.

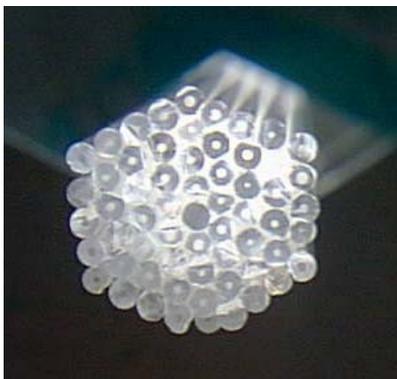
Notre tour de fibrage permet d'obtenir un rapport d'homothétie maximal de 200 entre la préforme et la fibre. Au-delà, pour tirer une fibre de diamètre acceptable (supérieur à  $100\mu\text{m}$ ), le diamètre de la préforme initiale devrait être trop grand pour permettre un chauffage homogène nécessaire au fibrage dans de bonnes conditions ( $>20\text{mm}$ ). Comme les capillaires utilisés pour l'assemblage de la préforme ont un diamètre extérieur de  $2\text{mm}$ , le pas des motifs dans la fibre est limité à  $10\mu\text{m}$ . Or la FMAS à large cœur présentée dans la partie théorique nécessitait des procédés de fabrication permettant de fabriquer des FMAS avec des valeurs de pas et de diamètres de trous beaucoup plus petits ( $\Lambda = 2\mu\text{m}$ ,  $d = 0,6\mu\text{m}$ ). Classiquement, ces paramètres ne peuvent être obtenus qu'en réalisant un étirage en deux temps. Une première préforme est étirée de manière à réaliser une première réduction homothétique. La « canne » microstructurée fabriquée est manchonnée puis à nouveau fibrée de manière conventionnelle pour atteindre les caractéristiques recherchées. Pour pouvoir effectuer le premier étirage, il faut disposer d'une tour de fibrage spécifique, équipée d'un système d'entraînement par galets et de coupe de capillaires. Les dimensions des capillaires étirés sont d'autant plus régulières que la hauteur de la tour est élevée. La tour de  $6\text{m}$  de haut dont nous disposions au cours de ma thèse ne permettait pas ce fibrage en deux temps. Pour cette raison, j'ai participé au développement d'un nouveau procédé d'étirage au sein de notre équipe dans le but de fabriquer des FMAS, dont les caractéristiques correspondraient à celles des fibres étudiées dans la partie théorique, avec une seule étape d'étirage.

### IV.1.3. Amélioration des procédés de fabrication

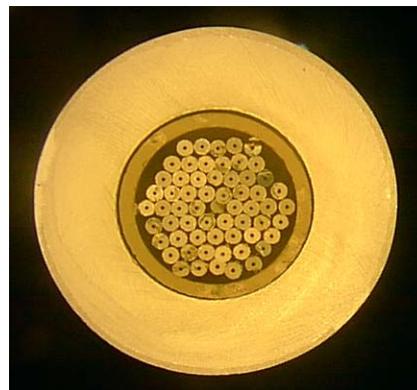
Le contrôle des dimensions du pas et du diamètre de trous accessibles est basé sur celui de la pression existant à l'intérieur des capillaires de la préforme. Au début du fibrage, tous les trous sont complètement bouchés au niveau de la goutte. Il est alors envisageable d'ouvrir les trous devant former la gaine microstructurée en injectant un gaz sous pression (air, argon) dans les capillaires. En jouant sur la pression exercée, on souhaite contrôler précisément les dimensions des trous.

Comme précédemment, on commence par disposer les capillaires suivant une base triangulaire (figure IV.4 (a)) et on remplace le capillaire central par un barreau de silice massive pour former le cœur. Notons que tous nos essais portaient sur la fabrication de fibres passives avec un barreau central en silice pure. Pour réaliser des fibres actives, un barreau

central doit être dopé aux terres rares mais le mode opératoire reste inchangé. Cet arrangement est ensuite placé dans un tube de maintien (figure IV.4 (b)) pour pouvoir être fibré. A l'intérieur de ce tube cylindrique, les capillaires sont libres et durant les différentes manipulations de la préforme, l'arrangement hexagonal n'est plus conservé. Pour remédier à ce problème, nous avons choisi de donner au tube de maintien une section hexagonale pour conserver l'arrangement initial. Cette modification de la forme du tube a été obtenue en se basant sur le principe du rétreint. On place à l'intérieur de ce tube un hexagone en graphite de mêmes dimensions que l'arrangement de capillaires que l'on souhaite insérer. Une extrémité du tube est bouchée et une pompe à vide est placée au niveau de l'autre extrémité. On chauffe ensuite le tube au niveau de l'hexagone avec un chalumeau. Sous l'effet de la chaleur et du vide créé dans le tube, la silice se ramollit et « s'écrase » sur l'hexagone. On réduit la température de chauffe pour que la silice conserve cette nouvelle forme et pour retirer l'hexagone sans nouvelle déformation du tube. On peut ensuite introduire l'arrangement de capillaires dans le tube. A ce stade de la fabrication, les capillaires sont maintenus transversalement mais sont encore mobiles longitudinalement et la préforme ne peut pas encore être placée dans une tour de fibrage.



(a)

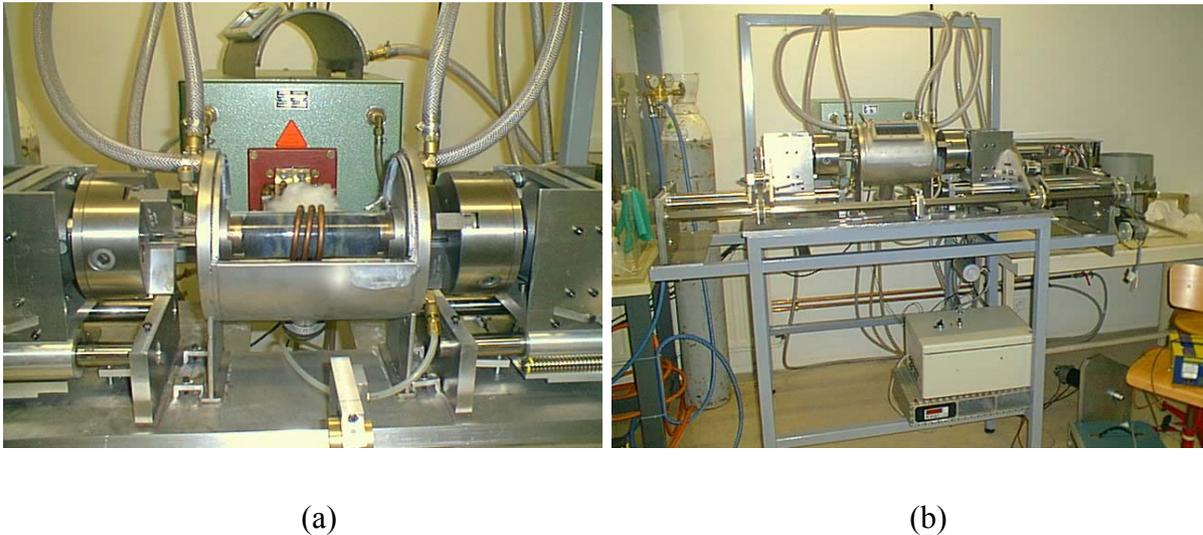


(b)

**Figure IV.4** : Arrangement des capillaires et barreau de la préforme (a) et arrangement de capillaires placé dans un tube de maintien (b).

Plusieurs opérations de verrerie doivent être menées pour d'une part, fixer les capillaires dans le manchon et d'autre part, pour ouvrir un accès afin d'envoyer le gaz à l'intérieur des tubes. La première opération est réalisée grâce à un four horizontal en graphite chauffé par induction (figure IV.5 (a)). Le four permet de chauffer avec une bonne uniformité radiale une zone de la préforme. Du fait de sa position horizontale, la préforme ne subira pas

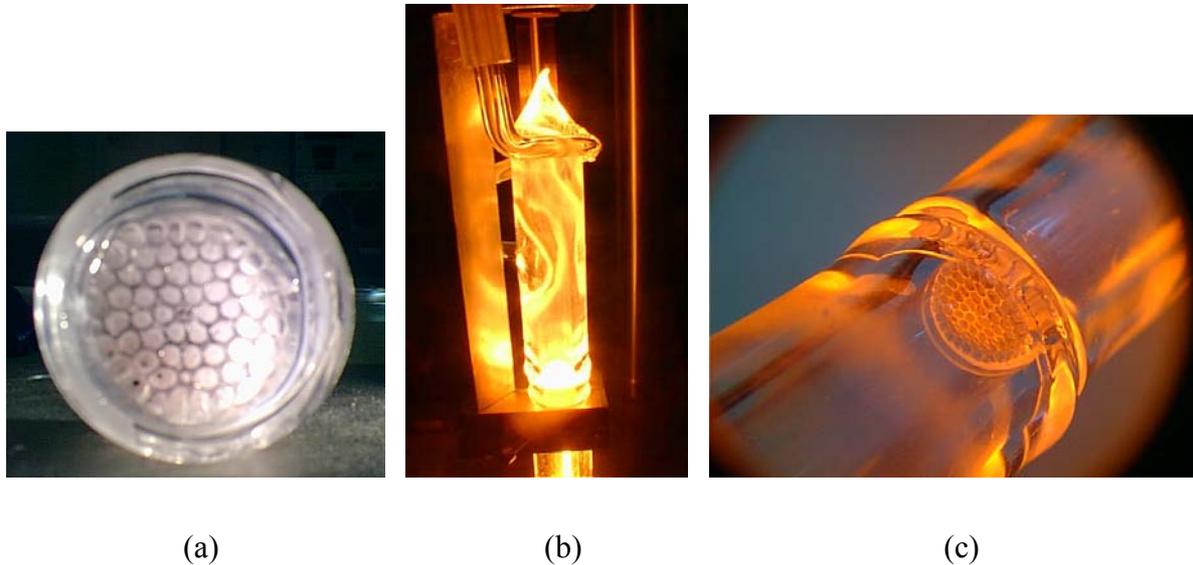
d'étirements liés à son poids sous l'action de la chaleur. La préforme est maintenue à chaque extrémité du four par les mors des mandrins synchronisés d'un tour verrier. Le four, associé au tour verrier à mors synchronisés (figure IV.5 (b)), nous permet de chauffer de manière collective les capillaires avec le tube de maintien. Cette opération, combinée à un étirage effectué en écartant les mandrins, a pour effet de reboucher localement à la fois les trous interstitiels et les capillaires. Les capillaires deviennent alors solidaires du tube de maintien et la préforme pourra être placée dans une tour de fibrage sans que les capillaires ne sortent du tube.



**Figure IV.5** : Vue d'ensemble de l'intérieur du four horizontal (a) et du tour verrier (b).

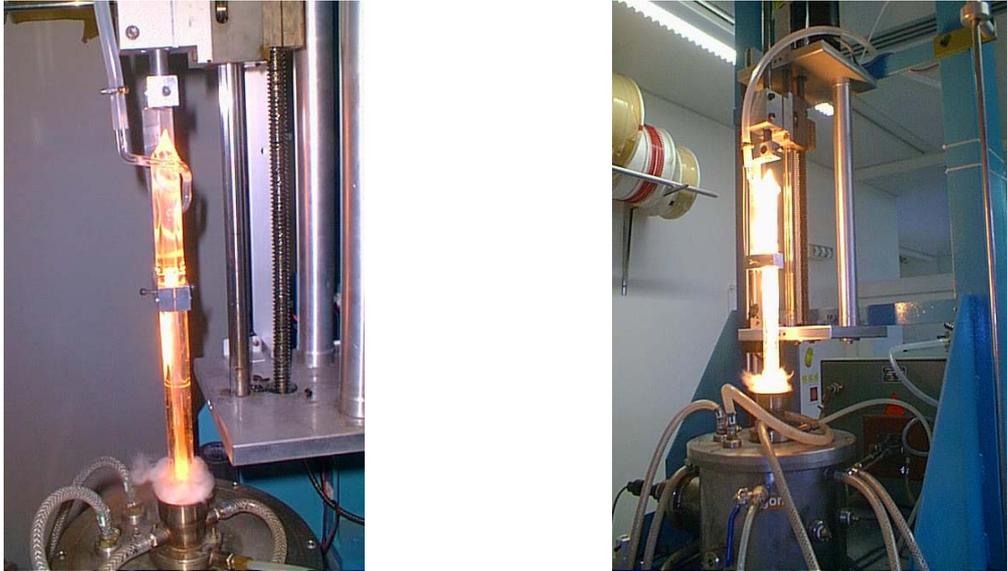
L'accès à l'intérieur des capillaires est permis grâce aux opérations que nous allons décrire maintenant. On pratique une ouverture dans le tube de maintien afin de s'assurer que l'air contenu dans les interstices demeurera à pression atmosphérique. On place l'autre extrémité de la préforme dans le four de la tour de fibrage et on réalise une goutte de manière à refermer tous les trous de la préforme. Une fois cette extrémité refermée, on la laisse à l'intérieur du four de la tour quelques instants supplémentaires. La pression de l'air emprisonné à l'intérieur des capillaires augmente sous l'action de la chaleur, ce qui provoque leur dilatation et, par conséquent, la disparition des trous interstitiels. La préforme est ensuite retirée de la tour et sciée au niveau de la goutte, là où les capillaires ont gonflé. On remarque sur la figure IV.6 (a) que les trous interstitiels ont bien été rebouchés. C'est par une ouverture pratiquée dans l'extrémité supérieure du tube de maintien que l'on peut envoyer le gaz dans les capillaires au moment du fibrage. En pratique, il a fallu souder une ampoule de verre au-dessus de la préforme pour contenir ce gaz à l'intérieur de la préforme (figure IV.6 (b) et (c)).

La figure IV.6 (b) montre le tube permettant de contrôler la pression du gaz à l'intérieur de l'ampoule. La préforme est maintenant prête à être étirée. Elle est suspendue de manière conventionnelle en haut de la tour de fibrage, son extrémité inférieure plongeant dans le four.



**Figure IV.6** : Coupe de la préforme au niveau de la goutte (a), vue générale de l'ampoule soudée sur la préforme (b), vue de la soudure entre l'ampoule et la préforme (c).

Sur la figure IV.7 sont présentées des photos réalisées au cours d'un fibrage d'une telle préforme. On peut apercevoir l'enceinte du four cylindrique avec les tuyaux permettant la circulation d'eau pour son refroidissement et l'injection d'argon dont le rôle est de constituer une atmosphère neutre dans la ligne de fibrage. On voit la préforme dont une extrémité est plongée dans le four. Enfin, en haut de la préforme, on aperçoit le tuyau d'arrivée du gaz (de l'air dans notre cas) qui permet de contrôler la pression dans les capillaires.

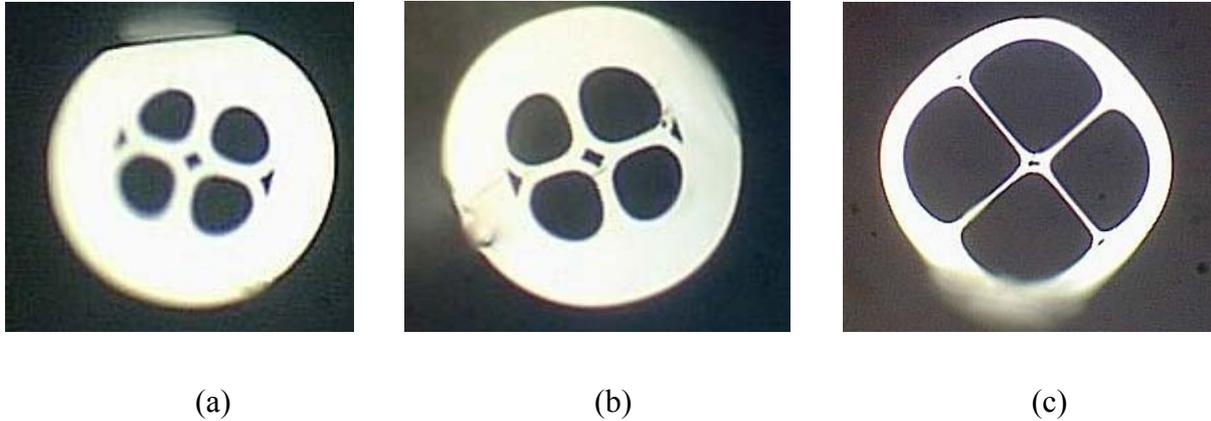


**Figure IV.7** : Fibrage d'une préforme de FMAS réalisé en contrôlant la pression à l'intérieur des capillaires.

Au début du fibrage, on augmente la température de manière à reboucher tous les capillaires. On obtient ainsi une simple fibre en silice pure. En conservant des vitesses de fibrage et de descente de la préforme constantes, le diamètre extérieur de cette fibre est figé. On envoie ensuite le gaz dans les capillaires de manière à rouvrir les trous dans la fibre. En fonction du nombre de couronnes prévu et du diamètre des trous que l'on souhaite obtenir, il est possible de calculer la proportion d'air dans la gaine et d'en déduire le diamètre extérieur final de la fibre. Connaissant ce paramètre, on modifie le débit d'air jusqu'à obtenir cette valeur du diamètre souhaité.

Nous avons effectué différents fibrages dits de test afin de mieux appréhender l'influence de la température, de la vitesse de fibrage et de la vitesse de descente de la préforme sur les paramètres  $d$  et  $\Lambda$  de nos fibres. La vitesse de fibrage a une influence directe sur le diamètre de la fibre obtenue : plus la préforme est étirée rapidement, plus le diamètre de la fibre est petit. La température et la vitesse de descente de la préforme, quant à elles, influent sur la viscosité de la silice. Grossièrement, on peut dire que moins la silice est visqueuse, plus la pression nécessaire au gonflement des capillaires est faible. Passé un certain seuil, les déformations deviennent incontrôlables et les trous peuvent alors prendre des formes aléatoires.

Dans un premier temps, nous avons réalisé des préformes composées de quelques capillaires afin de voir s'il nous était effectivement possible de rouvrir les trous pendant le fibrage en jouant sur la pression régnant dans la préforme. Les résultats de cette première expérience sont présentés sur la figure IV.8.



**Figure IV.8** : Première réalisation de FMAS en ajustant la pression d'air dans les capillaires au moment du fibrage (pression croissante pour les photos (a) à (c)).

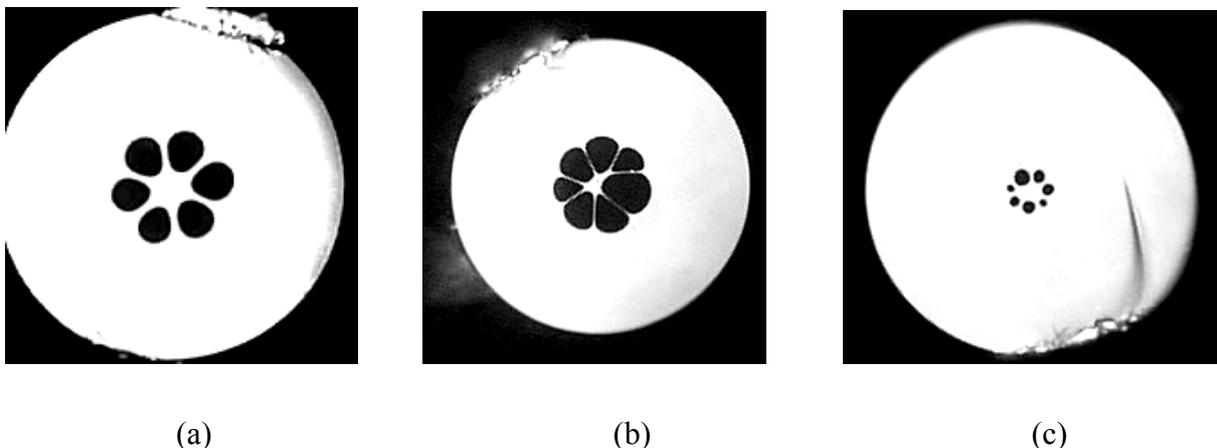
Les diamètres extérieurs des fibres des figures IV.8 (a) et (b) ont été mesurés lors du fibrage par le mesureur de diamètre de la tour et sont estimés à  $105\mu\text{m}$ . Les quatre trous attendus sont bien présents mais on note encore la présence de trous interstitiels à cause d'une mauvaise conception de la préforme. Ce problème aurait pu être évité en augmentant la résistance de l'enveloppe de maintien (bords plus épais) ou en créant une dépression d'air dans les trous interstitiels. Les valeurs de  $d$  et  $\Lambda$  n'ont pas été mesurées précisément mais estimées à partir des photos obtenues au microscope. Pour la figure IV.8 (a), on trouve  $d = 21,2\mu\text{m}$  et  $\Lambda = 30,3\mu\text{m}$  et pour la figure IV.8 (b), on a  $d = 28,8\mu\text{m}$  et  $\Lambda = 34,5\mu\text{m}$ , ce qui donne des rapport  $d/\Lambda$  respectivement de 0,7 et à 0,85. Notons que pour rester cohérent avec toutes les notions présentées dans ce manuscrit, on continue de parler de diamètre de trous pour ces FMAS même si cette dénomination n'est pas parfaitement adaptée ici compte tenu de la forme des trous. On peut remarquer que les dimensions des trous obtenus sont relativement élevées. Sur la figure IV.8 (c) est présenté un autre tronçon de FMAS obtenu à partir de la même préforme, pour un débit d'air plus élevé (rapport  $d/\Lambda$  de l'ordre de 0,9). Tous les paramètres de fibrage sont identiques et seule la pression plus élevée dans les capillaires est responsable de l'augmentation du diamètre extérieur de la fibre. On a ainsi réussi à augmenter significativement la proportion d'air et les trous interstitiels sont

quasiment rebouchés. Le diamètre extérieur de la fibre est de  $160\mu\text{m}$  (mesuré pendant l'étirage). On remarque que lors du fibrage, les capillaires ont été déformés puisqu'ils ne présentent plus une forme circulaire.

Ces résultats nous ont permis de vérifier que la méthode utilisée permettait d'une part de rouvrir les trous, c'est-à-dire de vaincre les tensions superficielles et d'autre part, de faire varier les dimensions des trous pendant l'étirage de la préforme. Nous avons procédé à d'autres essais afin de mieux définir les paramètres de fibrage, pour tenter de réduire encore les dimensions des trous et pour voir chercher à réaliser des FMAS avec un nombre de couronnes plus élevé, ce qui permettrait d'approcher des structures que nous cherchons à fabriquer. Dans ce dernier cas, comme la pression est identique dans tous les trous, il s'agit de savoir si la résistance que la silice va opposer à la pression appliquée est suffisante pour garantir l'homogénéité des diamètres des trous.

Il est utile de noter ici que la qualité de la silice apparaît comme un critère très important, voire critique, qui influence la fabrication des FMAS. Toutes nos préformes ont été réalisées avec des capillaires, des barreaux et des tubes en silice naturelle. Cependant, nous avons constaté que selon la provenance de ces éléments constituant la préforme, les paramètres de fibrage pour obtenir des valeurs de  $d$  et  $\Lambda$  données, devaient être modifiés. Afin de poursuivre nos travaux et pour contourner cette difficulté, nous avons choisi de nous tourner vers un seul fournisseur en raison de la qualité de ses capillaires (faible dispersion des diamètres des tubes).

Deux autres résultats sont présentés sur la figure IV.9.

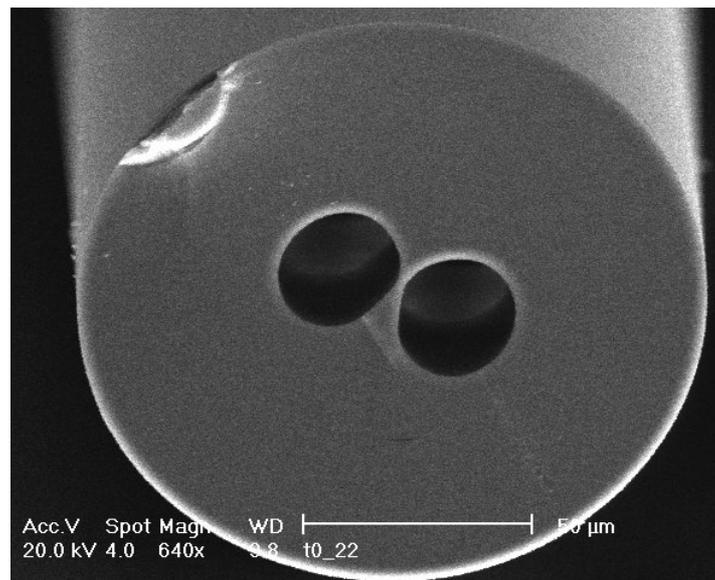


**Figure IV.9** : Observation au microscope de FMAS fabriquée en contrôlant la pression : sans pression additionnelle dans la préforme (a), avec pression (b) et (c).

La fibre de la figure IV.9 (a) a été fabriquée suivant les procédés décrits précédemment mais aucun gaz n'a été envoyé dans la préforme pour déboucher les capillaires. Sous l'action de la chaleur, la pression dans les capillaires préalablement fermés augmente, ce qui a permis de rouvrir les trous tout en conservant la régularité de l'arrangement. D'autres essais ont été pratiqués en introduisant un gaz dans la préforme pour contrôler les dimensions des trous. Nous remarquons bien que suivant la pression exercée dans les capillaires, il a été possible de modifier la proportion d'air dans la gaine et ainsi d'obtenir des trous de grandes dimensions (figure IV.9 (b)) ou de petites dimensions (figure IV.9 (c)). La technique développée, grâce à l'introduction d'un degré de liberté supplémentaire accessible pendant le fibrage (le contrôle de la pression dans les capillaires), nous a bien permis de fabriquer des FMAS avec des valeurs de  $d$  et  $\Lambda$  plus importantes que celles que nous obtenions jusqu'ici. Cependant, plusieurs problèmes nouveaux se sont posés. L'envoi d'un gaz pour déboucher les capillaires pendant le fibrage entraîne la déformation des trous. Ce phénomène est d'autant plus important que le rapport  $d/\Lambda$  de la fibre finale est éloigné de la valeur de  $d/\Lambda$  dans la préforme. En effet, les propriétés de la silice sont telles que plus les parois s'amincissent sous l'effet de la pression, plus la résistance opposée est faible. Un trou qui prend de l'ampleur plus vite que ses voisins les écrase et continue de s'élargir à leur dépend. Les conditions rhéologiques durant l'étirage sont telles que la fibre a un comportement thermoplastique non compatible avec les conditions de pression imposées [57]. Sans pression additionnelle, l'arrangement de trous est conservé car les pressions dans chaque trou s'équilibrent mais il n'est plus possible de fabriquer des FMAS avec de faibles valeurs de  $d$  et  $\Lambda$ . De plus, les FMAS actives que nous envisagions de réaliser possédaient plusieurs couronnes de trous. Des préformes d'essai ont donc été assemblées en vue d'obtenir des fibres dont la gaine comporterait plus d'une couronne de trous mais il n'a alors pas été possible de reproduire des résultats similaires à ceux présentés sur la figure IV.9. L'observation au microscope des fibres étirées montrait que seul les trous périphériques étaient ouverts au détriment des trous du centre. Sous l'action conjuguée de la température et de la pression, les contraintes mécaniques exercées sur les capillaires ont une influence néfaste sur l'équilibre entre les trous. En effet, à cause du gradient thermique dans le four, les capillaires des couronnes les plus externes chauffent plus rapidement que ceux des couronnes internes et par conséquent gonflent les premiers en empêchant les autres de s'ouvrir. Comme la chaleur se propage de la périphérie vers le centre de la préforme, nous n'avons pas trouvé le moyen d'annuler ce gradient thermique. Cette approche totalement empirique ne nous a pas permis

de trouver la solution à ces problèmes. Début 2005, ces problèmes de rhéologie de la silice seront étudiés afin de mieux prévoir le comportement de structures complexes multimatériaux placées dans un four à induction. Ce travail, effectué dans le cadre d'une collaboration avec des chercheurs de l'Ecole Nationale Supérieure de Céramique Industrielle (ENSCI) de Limoges, n'a pu débuter plus tôt et je n'ai donc pas pu en tirer profit dans le cadre de cette thèse.

Les FMAS que nous cherchons à fabriquer dans le cadre de notre étude comportent plusieurs couronnes de trous avec de faibles valeurs de  $d$  et de  $\Lambda$ . Pour cette raison, la méthode que nous avons tenté de mettre au point a été abandonnée pour ce projet. Cependant, le procédé développé permet de fabriquer des FMAS présentant de fortes proportions d'air dans la gaine optique. Elle a par conséquent été utilisée pour réaliser des FMAS telle que celle présentée sur la figure IV.10 en vue d'applications aux capteurs par exemple [58].

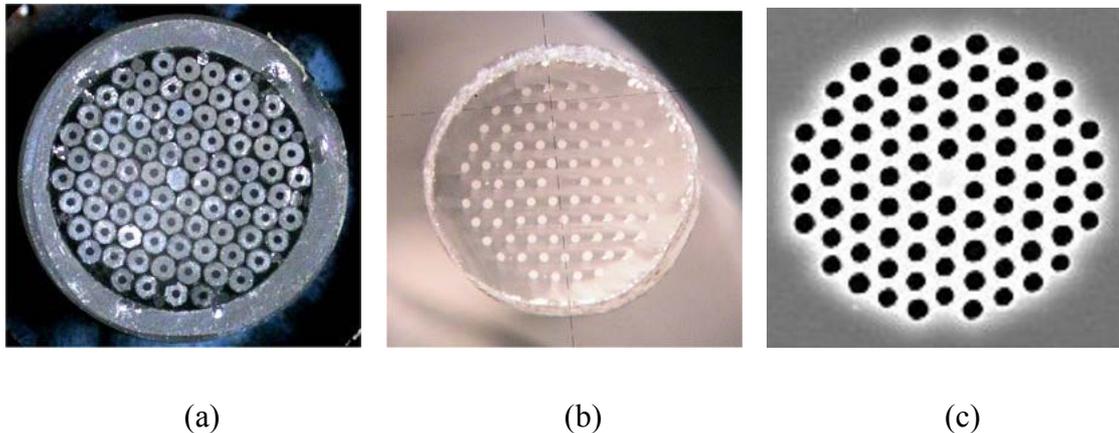


**Figure IV.10** : FMAS réalisée à l'IRCOM pour applications aux capteurs.

#### IV.1.4. Fibrage en deux étapes

La méthode proposée au paragraphe précédent n'a pas permis de réaliser des FMAS dont les paramètres optogéométriques répondaient aux critères fixés dans le chapitre III. Le développement des techniques de fabrication a continué dans notre laboratoire notamment avec l'installation et la mise en service d'une nouvelle tour de fibrage qui a permis de résoudre nos problèmes de fabrication. Le premier étirage permet de fabriquer des « cannes »

homothétiques de la préforme initiale et avec un rapport d'homothétie d'environ 10. Ces cannes, une fois re-manchonnées dans un tube adapté, peuvent être à nouveau étirées avec notre première tour pour obtenir les dimensions souhaitées. Avec ce procédé, il est désormais possible de contrôler plus précisément les caractéristiques des FMAS que nous fabriquons. Un exemple de fibre obtenu aujourd'hui est présenté sur la figure IV.11.



**Figure IV.11** : FMAS fabriquée à l'IRCOM avec un fibrage en deux temps : préforme (a), canne (b), fibre étirée (c) (janvier 2004).

La maîtrise de cette nouvelle technique a permis de réaliser des FMAS avec des diamètres de trous pouvant aller de  $0,6\mu\text{m}$  à  $2\mu\text{m}$  et des pas compris entre  $2\mu\text{m}$  et  $3\mu\text{m}$ . Des fibres avec un nombre maximal de 7 couronnes ont été fabriquées à ce jour.

#### IV.1.5. Bilan

Au début des travaux de fabrication de FMAS à l'IRCOM, il n'était pas possible de fabriquer des fibres avec des pas inférieurs à  $10\mu\text{m}$ . Afin de pouvoir réaliser des structures de dimensions variées (avec  $\Lambda < 5\mu\text{m}$  et petits diamètres de trous notamment) étudiées lors des simulations, il nous a fallu développer des procédés de fabrication de FMAS spécifiques. La méthode consistant à maîtriser et à contrôler la pression dans les capillaires pendant le fibrage ne s'est pas avérée adaptée pour la fabrication des fibres simulées dans ce manuscrit. Nous avons choisi de fabriquer une première fibre en collaboration avec le LMPC de Nice et le Centre de Recherche et d'Innovations d'Alcatel à Marcoussis. Cette fibre, appelée « fibre H042 » est la toute première fibre microstructurée dopée erbium fabriquée en France, d'autres

FMAS ayant déjà été fabriquée au Royaume Uni, notamment une FMAS à faible aire effective pour une amplification à faible puissance de pompe [59]. Les caractéristiques de la fibre H042 ainsi que les résultats expérimentaux qu'elle nous a permis d'obtenir seront exposés dans le paragraphe IV.2.

Dans le même temps, la poursuite des efforts de fabrication a conduit à la mise en place récente d'une seconde tour de fibrage et à la réalisation d'une première FMAS à large cœur. Comme nous ne disposions pas d'un barreau dopé  $\text{Er}^{3+}$  de section suffisante, cette fibre, présentée au paragraphe IV.3, a été fabriquée sans cœur dopé mais a permis de réaliser une première approche des paramètres de fibrage nécessaires à une future réalisation de FMAS active à large cœur.

## IV.2. Etude d'une FMAS à arrangement triangulaire dopée $\text{Er}^{3+}$

La réalisation de la première FMAS dopée  $\text{Er}^{3+}$  est le fruit de la collaboration du LPMC de Nice, de l'IRCOM et du Centre de Recherche et d'Innovation d'Alcatel à Marcoussis. Trois étapes successives ont été nécessaires, la synthèse du matériau, sa mise en forme permettant son insertion dans une préforme de fibre microstructurée et l'étirage de la fibre.

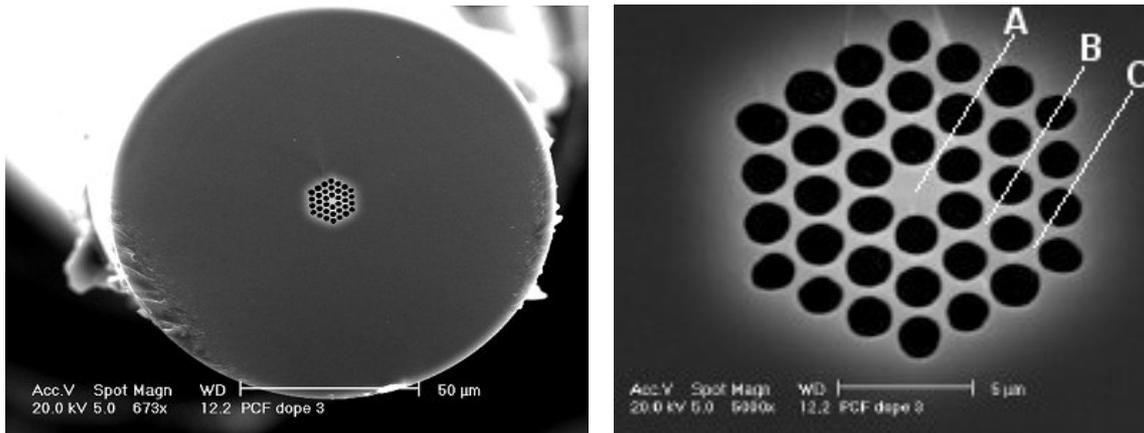
La silice dopée Erbium est synthétisée par MCVD dans le cœur d'une préforme de fibre optique standard. Le cahier des charges impose des contraintes nouvelles dans la mesure où le cœur dopé doit présenter simultanément une zone dopée de grand rayon (supérieur à 1 mm) et un indice de réfraction aussi proche que possible de celui de la silice. Les deux premiers essais réalisés par le LPMC, sans co-dopant, n'ont pas permis de fixer une quantité d'erbium suffisante pour observer la moindre fluorescence (pompage à 980nm et 800nm). La troisième préforme a été fabriquée par Alcatel. Le cœur a été co-dopé erbium, aluminium et fluor afin de garantir la présence d'ions erbium, tout en minimisant l'élévation de l'indice de réfraction. L'extraction de ce cœur a été effectuée à l'IRCOM par la combinaison d'une abrasion mécanique et d'une attaque chimique à l'acide fluorhydrique. Cette préforme ne présentant pas de défaut de géométrie particulier (une préforme conique ou flambée entraîne un défaut de centrage que l'on retrouve ultérieurement dans la fibre), la gaine de silice a été

abrasée jusqu'à l'obtention d'un hexagone d'environ 3mm entre plats. Mais l'attaque acide qui devait permettre une réduction des dimensions jusqu'à 2mm a conduit à la destruction imprévue du barreau. En effet, sa partie centrale, constituée de silice dopée, a été dissoute beaucoup plus rapidement que la silice pure présente en périphérie, ce qui a conduit à la formation d'une sorte de tube inexploitable avant même que les dimensions extérieures souhaitées n'aient été atteintes. Après discussions avec des spécialistes des matériaux, nous avons attribué cette hypersensibilité de la partie centrale du barreau à l'attaque par l'acide fluorhydrique à la présence de fluor dans cette région.

Une quatrième préforme a été réalisée sans fluor par le LPMC. Le barreau dopé, de rayon 0,8mm et de différence d'indice avec celui de la silice pure  $\Delta n = 5,5 \cdot 10^{-4}$ , a été extrait avec succès par la méthode décrite précédemment. Ce barreau a ensuite été inséré dans le cœur d'une préforme qui a été fabriquée et étirée dans les laboratoires d'Alcatel à Marcoussis. Cette fibre est dénommée « fibre H042 » dans la suite de ce manuscrit.

#### IV.2.1. Mesure des caractéristiques géométriques de la FMAS H042

La première caractérisation effectuée sur la fibre H042 a consisté à déterminer les valeurs du pas et du diamètre des trous de la fibre ainsi qu'à évaluer la régularité de l'arrangement autour du cœur. Pour cela la face de la fibre a été observée au microscope électronique à balayage (MEB). Des échantillons de la FMAS sont placés sur un porte-fibre spécialement conçu (voir Annexe 2). Ils sont ensuite métallisés comme le nécessite la technique d'imagerie par MEB (voir Annexe 2). Les images de la section transversale de la fibre avec le MEB, qui ont pu être obtenues grâce à l'aide de Sandrine Massy et Christine Restoin, sont présentées sur la figure IV.12.



(a)

(b)

**Figure IV.12** : Images de la face de la fibre H042 obtenues au MEB : (a) vue d'ensemble, (b) vue de la zone centrale

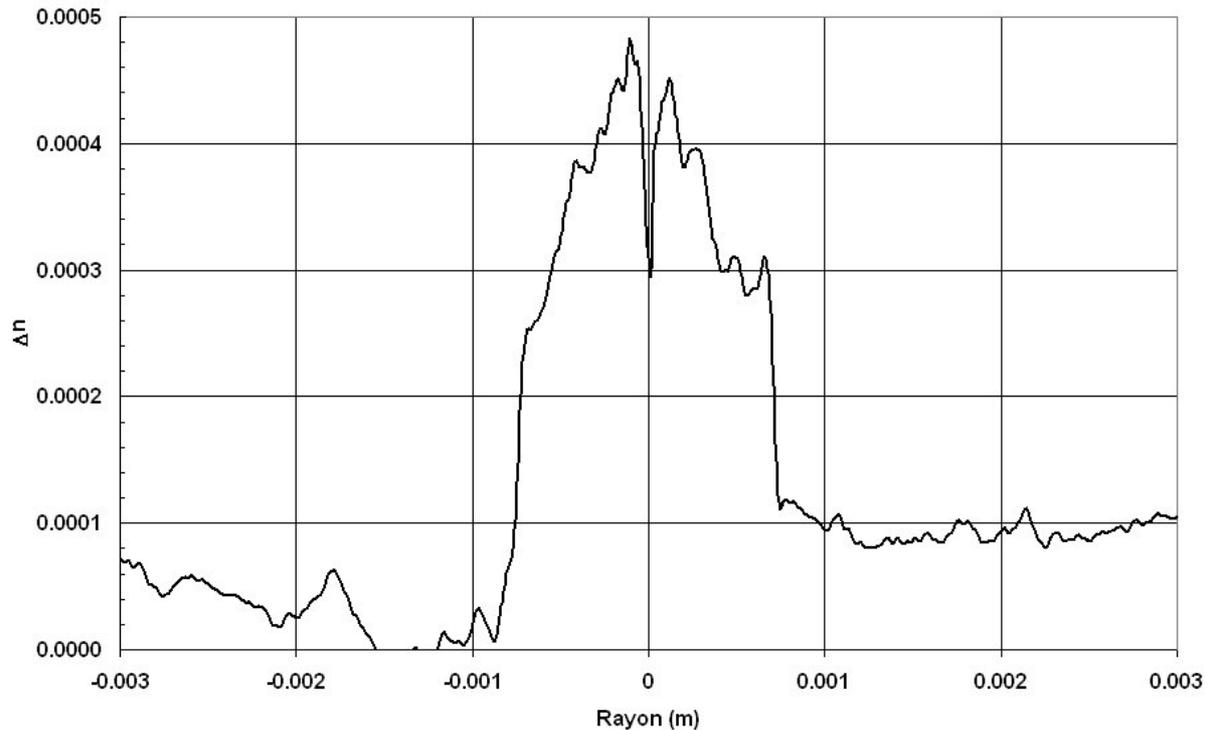
Sur ces images, on distingue nettement les trois couronnes de trous qui constituent la gaine optique de la fibre. A première vue, tous les trous semblent de mêmes dimensions et on peut remarquer que leur diamètre est grand (du même ordre de grandeur que le pas du réseau). Cette constatation laisse penser que la fibre risque de ne pas guider un mode unique sur la plage de longueurs d'onde considérée dans le cadre de notre étude (entre 980 et 1600nm).

L'analyse des images par MEB a permis de déterminer les valeurs de  $\Lambda$  et  $d$  de la fibre H042 avec une précision de l'ordre de 70nm. Plusieurs mesures ont été faites sur quatre tronçons différents distants de 100m. Les valeurs obtenues des paramètres optogéométriques restent très proches et sont de  $1,6 \pm 0,08\mu\text{m}$  pour le diamètre des trous et de  $2 \pm 0,1 \mu\text{m}$  pour le pas. Les valeurs de  $d$  et  $\Lambda$  varient peu quel que soit le tronçon de fibre considéré et par la suite, nous travaillerons avec les valeurs moyennes qui ont été évaluées à  $2\mu\text{m}$  pour le pas et à  $1,6\mu\text{m}$  pour le diamètre des trous. Le rapport  $d/\Lambda$  de 0,8, beaucoup plus élevé que la valeur limite de 0,45 garantissant une propagation monomode à toutes les longueurs d'onde renforce l'idée que cette fibre risque de guider plusieurs modes aux longueurs d'onde de travail. Il faudra par la suite éclaircir cette question.

## IV.2.2. Modes guidés

### IV.2.2.1. Profil d'indice

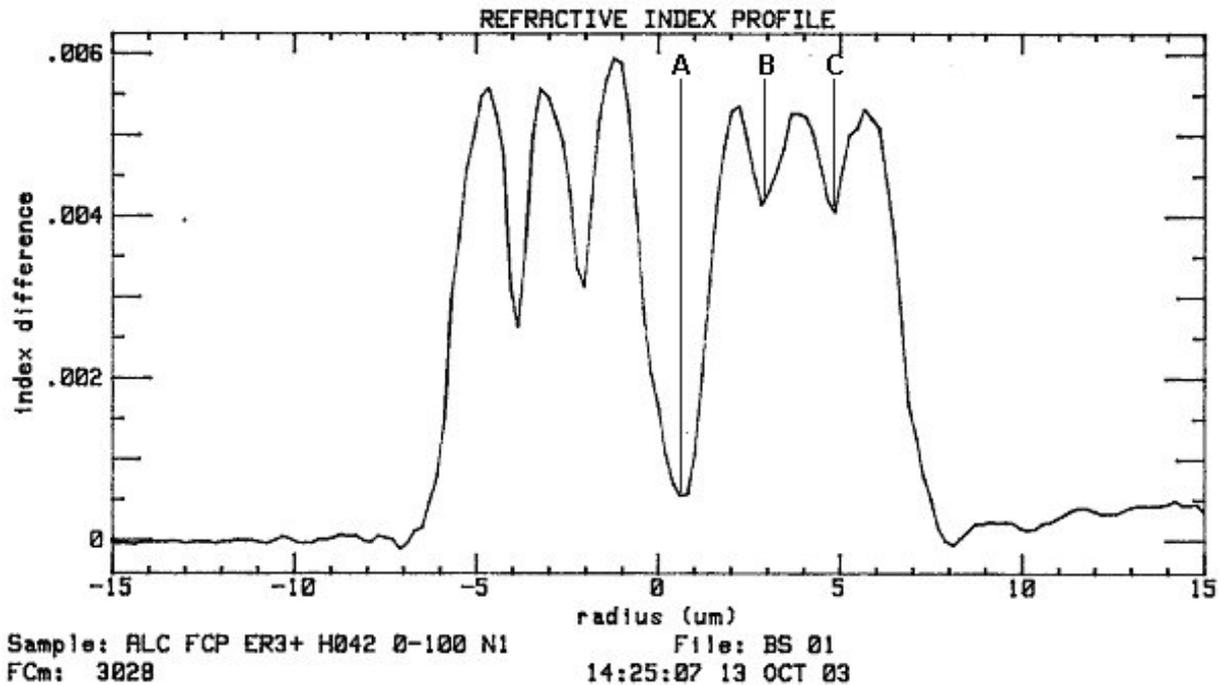
Le barreau dopé a été fabriqué et caractérisé au LPMC de Nice grâce à un mesureur de profil d'indice sur préforme (York P101). Le résultat est présenté sur la figure IV.13.



**Figure IV.13** : Mesure du profil d'indice du barreau dopé fabriqué au LPMC.

Sur le profil d'indice de la figure IV.13, l'indice de la silice est pris comme référence. Le diamètre de la zone dopée est de l'ordre de 1,6mm. On remarque que la différence d'indice  $\Delta n$  entre la région dopée et la silice est faible, de l'ordre  $4,5 \cdot 10^{-4}$ .

Après étirage, le profil d'indice de la fibre H042 a été mesuré à l'IRCOM par la méthode du champ proche réfracté [60][61][62] afin de connaître la différence d'indice entre la région dopée  $\text{Er}^{3+}$  et la silice pure de la fibre. Les résultats sont présentés sur la figure IV.14.



**Figure IV.14** : Mesure du profil d'indice de la fibre H042.

Cette figure ne peut être interprétée correctement que si l'on prend en considération le principe de la méthode de mesure. Une extrémité de la fibre est insérée dans une cellule contenant un liquide d'indice supérieur à celui de la silice. La face de la fibre, en appui sur le fond plat et transparent de la cellule, est balayée par un faisceau laser (HeNe à 633nm) focalisé dans le plan de cette face. En sortie de la cellule, la fibre est fortement courbée. L'indice en un point éclairé est déduit de la mesure de la lumière réfractée au niveau de la courbure. Notons que la valeur d'indice obtenue est une valeur relative (écart d'indice par rapport à une référence) et qu'une valeur absolue ne peut être évaluée que si on connaît, a priori, l'indice en un point de la section droite. Par exemple, lors de la caractérisation de fibres classiques, la référence est prise à la périphérie immédiate du cœur, dont on sait qu'elle est en silice pure ( $n_{\text{silice}} = 1,458$  à 633nm).

Dans le cas de la caractérisation de la FMAS dopée  $\text{Er}^{3+}$ , on sait qu'à une distance du centre supérieure à  $10\mu\text{m}$ , le matériau est de la silice pure et son indice est choisi comme référence ( $\Delta n = 0$  dans la silice). Les trois pics que l'on observe entre la zone de silice et le centre traduisent la présence des trois couronnes de trous d'air. Si ceux-ci étaient vides, on aurait obtenu une différence d'indice négative ( $\Delta n = -0,458$ ) mais le liquide d'indice de la cellule ayant envahi les trous par capillarité, la différence d'indice positive ( $\Delta n \approx 5,5 \cdot 10^{-4}$ )

traduit en fait la présence de ce liquide d'indice dans les trous. Les deux creux entre les trois pics (points B et C) sont donc la signature des zones de silice pure séparant les couronnes de trous. Sur un diamètre passant par le centre d'une ligne de trous, elle se situe à environ 2,4 et 4,8 $\mu\text{m}$  du centre respectivement, ce qui est en excellent accord avec les observations que l'on peut faire sur la figure IV.12 (b) (points B et C correspondants).

Dans l'absolu, la profondeur des creux devrait donc faire apparaître un minimum à 0, ce qui est loin d'être le cas ici ( $\Delta n \approx 3.10^{-3}$  et  $4.10^{-3}$  à gauche et à droite respectivement). Cet écart important est attribué à la trop faible résolution de l'appareil de mesure (York FCM 1000) qui diminue lorsque les contrastes d'indice entre les différents milieux constituant le guide sont grands, ce qui est le cas ici. Cette constatation avait déjà été faite à plusieurs reprises, en particulier lors de la caractérisation de la première fibre de Bragg à cœur bas indice conçue au laboratoire [63].

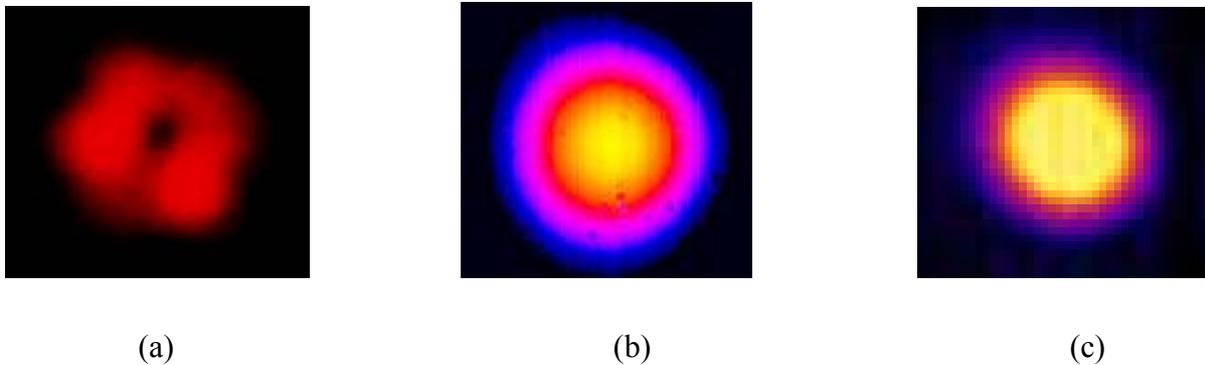
Enfin, le profil d'indice de la zone centrale, en silice et silice dopée aluminium et erbium, de plus grande dimension que les cloisons entre les couronnes de trous, est mieux décrit. On voit qu'au centre, dans la zone active, la différence d'indice indiquée par l'appareil est seulement de  $5.10^{-4}$ . Cette valeur est en bon accord avec les mesures effectuées sur le barreau dopé (point A des figures IV.12 (b) et IV.14).

En considérant les imprécisions de la mesure déjà justifiées plus haut, cette valeur peut-être tenue pour une évaluation surestimée de la valeur réelle. D'autre part on n'aperçoit pas de remontée d'indice ni même d'adoucissement de la pente des flancs du trou central à proximité immédiate du centre qui traduirait une remontée d'indice réelle sensible, due à la présence des dopants indiciels (Al) et actifs ( $\text{Er}^{3+}$ ). C'est pourquoi nous pouvons conclure que l'éventuelle différence d'indice positive par rapport à celui de la silice pure, au centre de la FMAS dopée, est suffisamment faible pour être négligée par la suite, en particulier dans l'étude théorique que nous présenterons au paragraphe IV.2.2.4.

### *IV.2.2.2. Imagerie du champ émergent en sortie de la fibre H042*

La deuxième étape dans l'étude de la fibre H042 a été d'observer la qualité du guidage de la lumière dans cette fibre. Des faisceaux continus, à trois longueurs d'onde différentes, ont été successivement injectés dans la FMAS : 632,8nm, 980nm et 1550nm.

Le faisceau émis par un laser HeNe à 632,8nm a été injecté dans un tronçon de quelques mètres de la FMAS via un objectif de microscope de grossissement 40. En sortie de fibre, une imagerie en champ proche a été réalisée avec un objectif X100. Le champ observé en sortie de fibre a été photographié sur un écran. Il est présenté sur la figure IV.15 (a). Sa distribution spatiale, très différente de celle du mode fondamental attendu, fait apparaître une zone sombre au centre. Elle ne peut être que le résultat d'une combinaison de quelques modes avec une relation de phase particulière, évidemment non contrôlable. A 632,8nm, la FMAS dont nous disposons ne fonctionne pas en régime monomode. Ce résultat est loin d'être surprenant compte tenu de la forte valeur de  $d/\lambda$  déjà relevée. J'ai ensuite injecté des rayonnements aux longueurs d'onde 980nm et 1550nm, délivrés par des diodes lasers, qui seront utilisées ultérieurement pour les expériences d'amplification. La FMAS, du fait du dopage du cœur à l'erbium, est absorbante à ces longueurs d'onde, en particuliers à 980nm. Pour cette raison, les tronçons utilisés seront courts, de l'ordre de 2m. L'injection de ces rayonnements a été réalisée en alignant la fibre monomode d'amenée soudée à la diode avec la fibre H042. Les images des champs proches en sortie de fibre ont été visualisées à l'aide d'une caméra LCD. Les colorations des photos IV.15 (b) et (c) sont artificiellement données par le logiciel pilotant la caméra et fixées en fonction de l'intensité lumineuse détectée.



**Figure IV.15** : Champs proches obtenus en sortie de la fibre H042 à 632,8nm (a), 980nm (b) et 1550nm (c) ; dans (b) et (c) : fort niveau : couleur jaune, faible niveau : couleur bleue.

Pour éviter les problèmes de saturation en intensité lumineuse du détecteur de la caméra lors de la détection de flux lumineux trop importants (ce qui a pour effet de fournir une image non conforme à la réalité) on prend soin, si nécessaire, de placer des filtres neutres devant celle-ci ou de réduire l'intensité du rayonnement injecté.

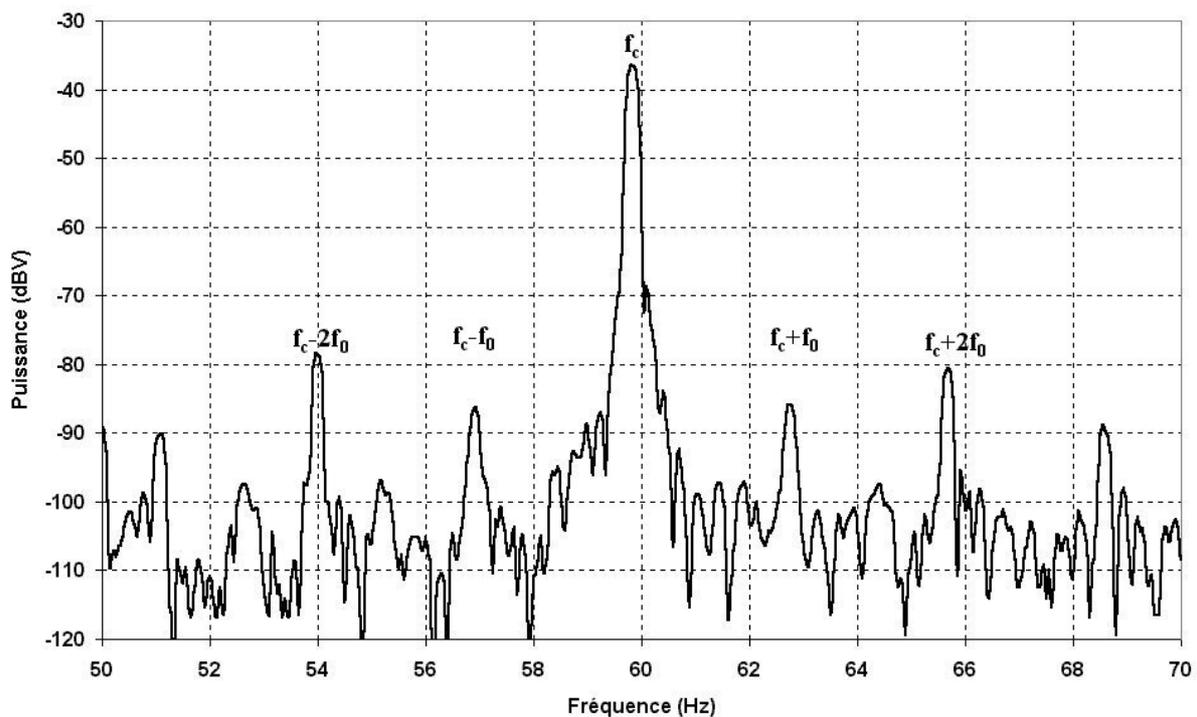
*IV.2.2.3. Identifications des modes guidés*

Les observations en champ proche ne permettent pas de savoir à partir de quelle longueur d'onde la FMAS H042 présente un caractère monomode. Les images présentées ci-dessus montrent très clairement que la fibre est multimode à 633nm. Il est beaucoup plus difficile de tirer des conclusions des observations à 980nm et 1550nm. Les champs visualisés laissent supposer que la fibre est monomode mais seule une mesure précise peut permettre de l'affirmer. Nous disposons au sein du laboratoire d'un banc de détermination de la longueur d'onde de coupure du premier mode d'ordre supérieur d'une fibre. La méthode employée a été imaginée à l'IRCOM par le Pr Paul Facq [64],[65]. Elle est basée sur l'analyse du spectre de la puissance lumineuse transmise à travers une fente en rotation (fréquence de rotation  $f_0$ ) sur laquelle tombe le faisceau émergent à la sortie de la fibre sous test. Elle permet de déceler la présence du mode  $LP_{11}$  dans une FSI classique et de mesurer la proportion de la puissance totale émergente qu'il porte. Elle a été adaptée pour les FMAS au laboratoire par Laurent Labonté [66]. Le principe du banc de mesure est décrit en Annexe 3. Dans sa version initiale destinée aux fibres classiques, le banc utilise une lampe halogène comme source large bande pour exciter les modes de la fibre sous test et mesurer la longueur d'onde de coupure du deuxième mode. Le flux recueilli en sortie est très faible et nécessite une détection amplifiée avec refroidissement à l'azote liquide. L'expérience montre que le rendement d'injection dans la FMAS active est nettement plus faible que dans une fibre monomode à saut d'indice classique, en dépit d'une ouverture numérique plus élevée. La raison en est probablement la très faible dimension du cœur dont la rayon  $a = 0,64\lambda$  vaut approximativement  $1,2\mu\text{m}$  (voir figure IV.12), à comparer aux  $5\mu\text{m}$  d'une FSI. Ainsi, le flux émergent de cette FMAS est trop faible pour permettre une mesure, ce qui empêche de déterminer la longueur d'onde de coupure du deuxième mode. Le banc de mesure a malgré tout été utilisé pour détecter la présence du deuxième mode guidé aux longueurs d'onde 980nm et 1550nm, en utilisant des sources laser.

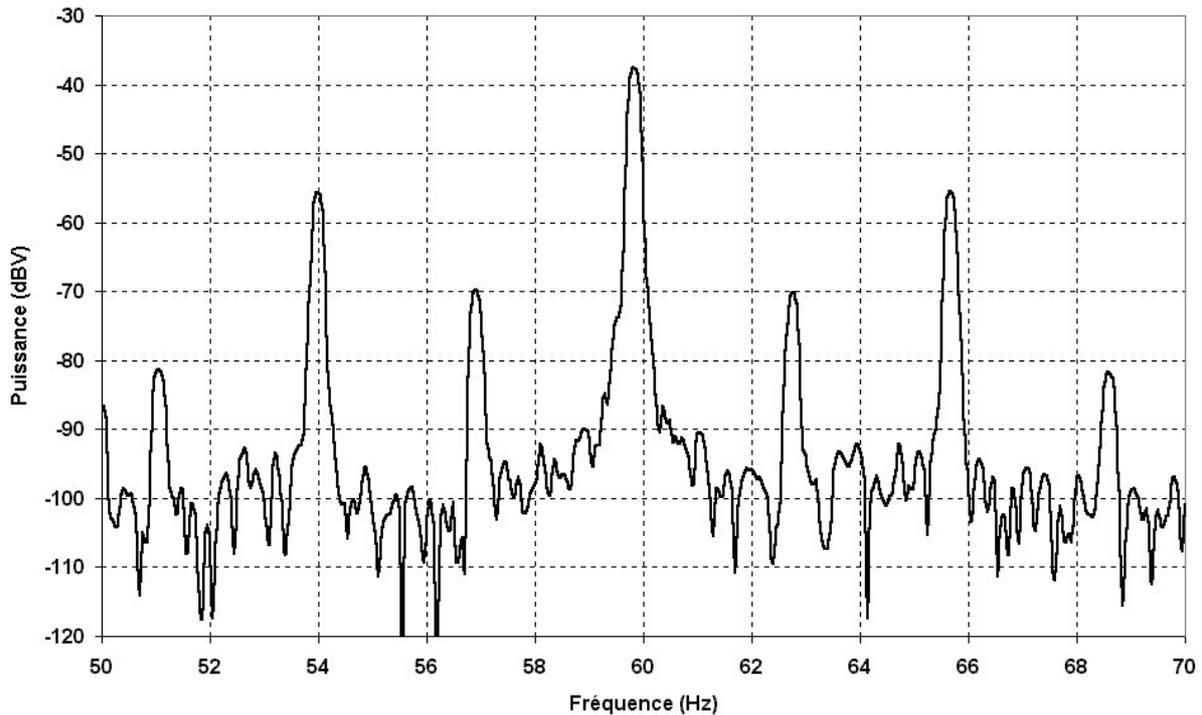
- A 980nm :

La source utilisée pour émettre un rayonnement monomode à 980nm est un laser Ti :Saphir. Ce rayonnement est modulé grâce à un « hacheur », dont la fréquence de rotation est  $f_c = 60\text{Hz}$ , puis injecté dans la fibre H042 grâce à une fibre d'amenée monomode à cette longueur d'onde. Le faisceau émergent, filtré par la fente tournant à la fréquence  $f_0$ , est détecté par un détecteur large bande (InGaAs refroidi). Le signal délivré par ce détecteur est

traité par un analyseur de spectre électrique. Si le mode fondamental est seul guidé dans la fibre, on n'observe sur l'analyseur qu'une raie à la fréquence  $f_c$ . Si le deuxième mode à symétrie de  $\pi$  est présent, on observe des raies latérales à  $f_c + 2f_0$  et  $f_c - 2f_0$  (voir Annexe 3). Dans notre cas, nous choisissons  $f_0 = 3\text{Hz}$ , ce qui garantit que les raies latérales (à 54Hz et 66Hz respectivement) ne se confondent pas avec d'éventuelles raies parasites à la fréquence du courant domestique. De plus, on observe des raies à  $f_c \pm f_0$  ce qui traduit un léger excentrement de la fente par rapport à son axe de rotation. Cela n'a pas d'effet sur la qualité de la mesure puisque seule la différence entre la raie fondamentale et les raies à  $f_c \pm 2f_0$  doit être prise en considération [66]. On montre qu'un mode d'ordre supérieur n'est pas guidé si l'écart entre la raie centrale et les raies latérales aux fréquences données ci-dessus est supérieur à 34dBV [67],[68]. Deux mesures ont été effectuées : la première avec le faisceau incident focalisé sur le centre du cœur de la fibre H042 afin d'exciter principalement le mode fondamental et la deuxième où le point de focalisation a été légèrement décalé dans le plan de la face d'entrée par rapport au centre du cœur afin d'exciter d'éventuels modes d'ordres supérieurs. Les spectres relevés sont présentés sur la figure IV.16.



(a)



(b)

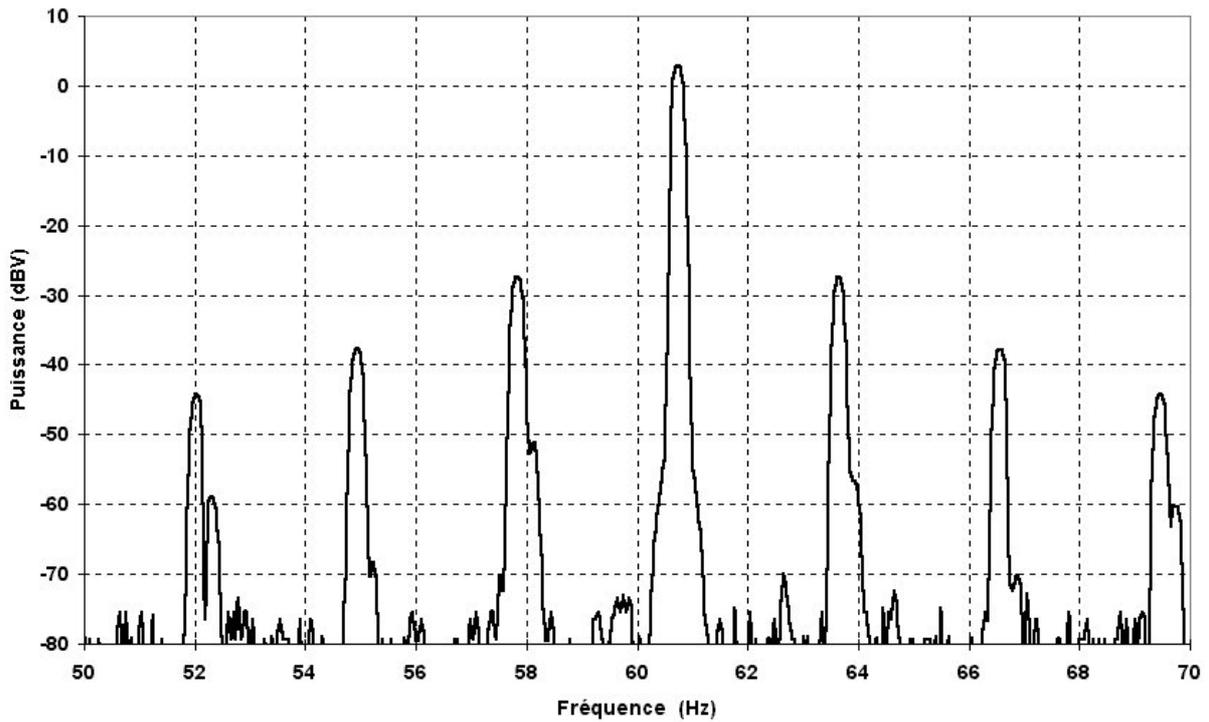
**Figure IV.16** : spectres du signal modulé par la fente en rotation et détecté en sortie de la fibre H042 à 980nm : (a) injection centrée, (b) injection décalée.

Le graphe de la figure IV.16 (a) pourrait laisser penser que la FMAS est monomode puisque la différence de niveau entre la raie centrale et les raies latérales est supérieure à 34dBV (de l'ordre de 44dBV). Toutefois, si on décale légèrement l'injection, on obtient le spectre de la figure IV.16 (b) et on remarque des raies latérales (à 54Hz et à 66Hz) de niveaux plus élevés puisque l'écart entre les niveaux de la raie centrale et les raies latérales à  $f_c \pm 2f_0$  n'est plus que de 18dBV. Ce résultat montre que le deuxième mode est guidé dans la FMAS à 980nm. L'observation faite sur la figure IV.16 (a) résulte en réalité du fait que le mode fondamental a été excité sélectivement dans la fibre par le faisceau centré sur le cœur. On peut finalement conclure de ces mesures que la fibre H042 guide au minimum deux modes à la longueur de pompage optique.

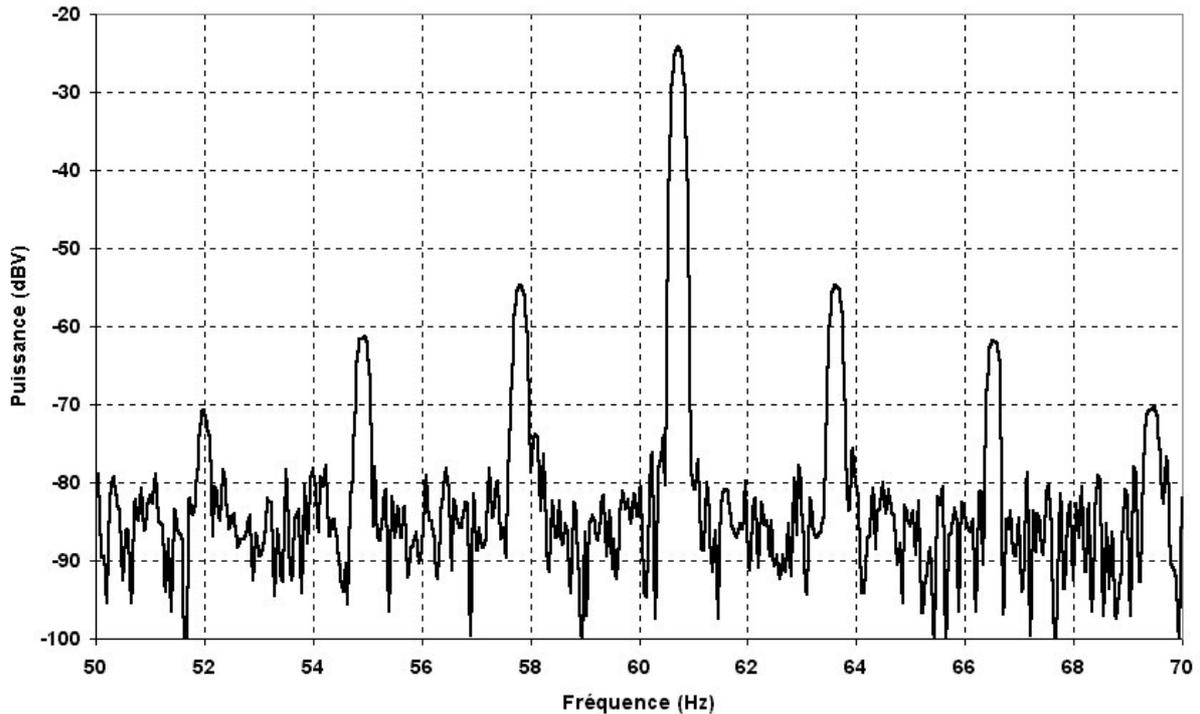
- A 1550nm :

Les longueurs d'onde du signal sont proches de 1550nm et pour cette raison, j'ai cherché à déterminer si la fibre H042 présentait un caractère monomode ou non à cette longueur d'onde. Le procédé est le même qu'à 980nm. Le rayonnement de signal est délivré

par une diode laser et modulé par le « hacheur » de fréquence proche de 60Hz. La fréquence de rotation de la fente placée à la sortie de la fibre reste de 3Hz. De même que précédemment, deux mesures ont été effectuées pour une injection centrée sur le cœur de la fibre, la deuxième décalée par rapport à ce centre en vue d'exciter d'éventuels modes d'ordres supérieurs. Les spectres obtenus sont présentés sur la figure IV.17.



(a)



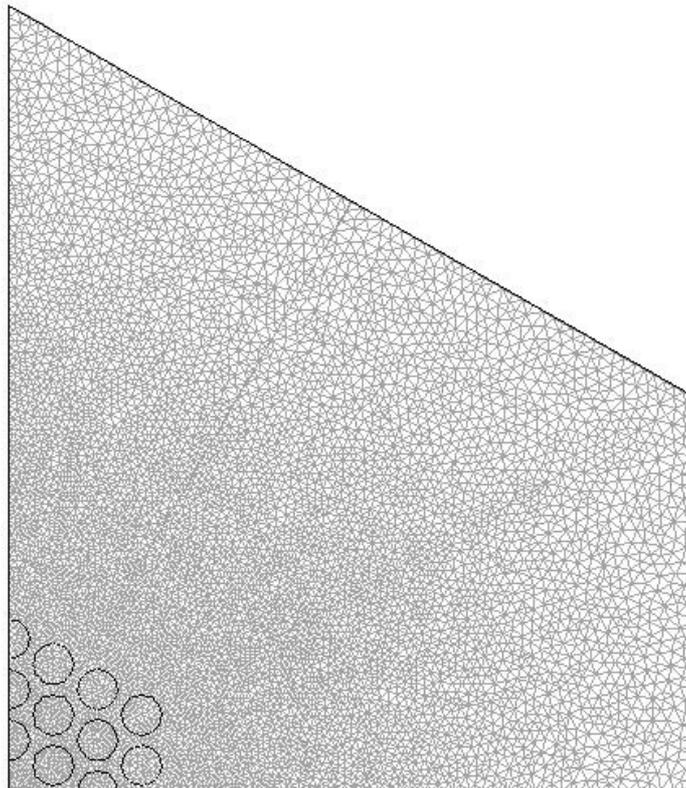
(b)

**Figure IV.17** : spectres du signal modulé par la fente en rotation et détecté en sortie de la fibre H042 à 1550nm : (a) injection centrée, (b) injection décalée.

L'écart de niveau de puissance entre la raie centrale et les raies latérales à  $f_c \pm 2f_0$  (soit à 54,5Hz et 66,5Hz) du spectre de la figure IV.17 (a) (injection centrée) est de l'ordre de 40dBV. Le critère permettant d'affirmer que le premier mode d'ordre supérieur n'est pas guidé est respecté et seul le mode fondamental se propage. Sur le spectre de la figure IV.17 (b) (injection décalée), l'écart entre les niveaux de puissance de la raie fondamentale et des raies latérales à 54,5Hz et 66,5Hz tombe à environ 37dBV. Cette fois encore, le critère permettant d'affirmer qu'un deuxième mode n'est pas guidé est bien respecté. Aucune condition d'injection particulière n'a permis de réduire encore l'écart entre les niveaux des raies centrale et latérales de sorte que nous pouvons affirmer qu'à 1550nm, seul le mode fondamental peut se propager dans le cœur de la fibre H042 qui est donc monomode aux longueurs d'onde du signal.

*IV.2.2.4. Etude théorique de la structure des modes*

Les résultats expérimentaux ont été comparés avec les résultats théoriques obtenus avec nos outils de modélisation. Sous Flux3D, j'ai modélisé une FMAS de pas  $2\mu\text{m}$  et diamètre de trous  $1,8\mu\text{m}$ . Elle est constituée de 3 couronnes de trous et d'une zone de silice pure au-delà de la troisième couronne. Compte tenu de la très faible différence d'indice mesurée entre la silice pure et la zone centrale dopée (paragraphe IV.2.2.1), celle-ci sera négligée pour la description de la fibre en vue de la modélisation. Pour que la structure puisse être étudiée par la MEF avec le logiciel EMXD sans dépasser la capacité du calculateur, le rayon extérieur de la fibre n'a pas été pris égal à  $125\mu\text{m}$  mais à seulement  $31\mu\text{m}$ . Une impédance de surface normalisée par rapport à l'impédance d'onde du vide et adaptée à l'impédance d'onde d'un mode guidé considéré, a été appliquée sur le contour extérieur de la fibre modélisée afin de déterminer les pertes de confinement de ce mode. La fibre modélisée est présentée sur la figure IV.18.



**Figure IV.18** : Quart de fibre H042 modélisé et maillé sous Flux3D

Les calculs des caractéristiques des champs (constantes de propagation, indices effectifs, distributions spatiales etc.) ont été effectués avec EMXD aux longueurs d'onde de 980nm et 1550nm. Les résultats de simulations sont consignés dans le tableau IV.2

$\lambda$ (nm)	$\epsilon$ (gaine)		HE11x	HE11y	TE01	TM01	HE21x	HE21y
980	1,80016	Distribution d'intensité						
		$\beta$ (rad/mm)	9152.1877	9152.1877	8937.4115	8922.9703	8925.3178	8925.3178
		$\epsilon_{eff}$	2.037709	2.037709	1.943193	1.936918	1.937936	1.937938
		$n_{eff}$	1.427484	1.427484	1.393985	1.391732	1.392098	1.392098
		$z$	0.700533	0.700533	0.717368	0.718529	0.718340	0.718340
		$\alpha$ (dB/m)	1.205E-07	3.194E-07	6.024E-05	2.199E-04	8.791E-07	2.750E-06
1550	1,61448	Distribution d'intensité						
		$\beta$ (rad/mm)	5640.9150	5640.9151	5341.7711	5325.2447	5317.7075	5317.7072
		$\epsilon_{eff}$	1.936434	1.936434	1.736498	1.725770	1.720888	1.720888
		$n_{eff}$	1.391558	1.391558	1.317762	1.313685	1.311826	1.311826
		$z$	0.718619	0.718619	0.758862	0.761217	0.762296	0.762296
		$\alpha$ (dB/m)	1.22E-03	3.63E-03	5.63E-01	1.20E+00	8.10E+00	7.061E+00

**Tableau IV.2** : Modes électromagnétiques de la fibre H042 déterminés numériquement par la MEF avec le logiciel EMXD à 980nm et à 1550nm.

La cartographie des modes, telle qu'elle apparaît dans ce tableau, pourrait induire plusieurs erreurs d'interprétation. D'une part, la forme allongée de certains modes n'est due qu'à une dilatation différente des échelles horizontale et verticale par le logiciel d'affichage. D'autre part, les modes trouvés à 1550nm, dont les contours sont plus nets, semblent mieux épouser les trous que les modes correspondants à 980nm et semblent donc mieux confinés, ce qui est contraire à la réalité. Mais une observation plus attentive montre que c'est l'extension plus importante du champ entre les trous à 1550nm qui, combinée avec le code couleur associé aux niveaux de champ, est à l'origine de la mise en évidence plus nette du contour des trous. A 980nm, ils apparaissent moins clairement car le champ reste mieux confiné dans le cœur, comme attendu.

La simulation montre qu'à 980nm comme à 1550nm, les deux polarisations dégénérées du mode fondamental et les 4 modes quasi dégénérés constitutifs du mode d'ordre supérieur sont susceptibles d'exister dans la fibre. Aux deux longueurs d'onde, la perte de confinement du mode fondamental est très faible, ce qui permet de prévoir une propagation à faibles pertes pour ce mode. Concernant le deuxième mode, il apparaît que la perte de

confinement trouvée à 1550nm (entre 0,5 et 8dB/m suivant les modes électromagnétiques constitutifs) est très élevée et que celui-ci est susceptible de s'atténuer très vite. A ce niveau de l'étude, la comparaison entre observations expérimentales et résultats de simulation est quelque peu hasardeuse car la fibre modélisée avec EMXD est une structure parfaite, sans défaut géométrique, ce qui n'est pas le cas de la fibre H042.

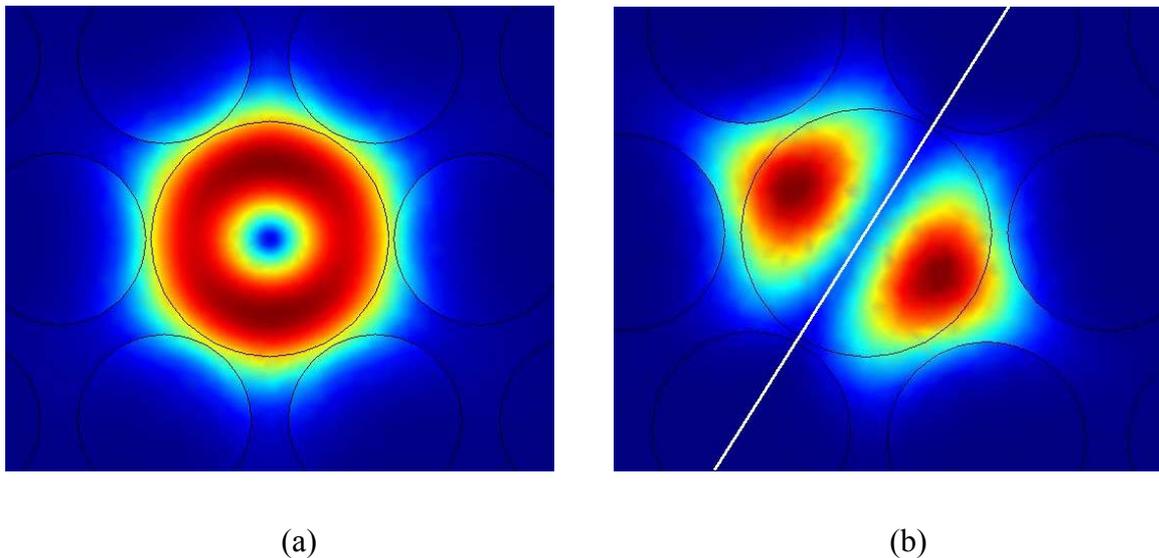
Afin d'approfondir l'étude, de nouvelles simulations ont été effectuées grâce à un logiciel du commerce, Femlab, qui a été mis notre disposition courant 2003. Comme il fonctionne sous Matlab, il est possible de numériser une image MEB de la section transverse de la fibre réelle et d'identifier, par un choix adéquat du seuil de décision dans la gamme des gris, les zones de silice (plus claires que le seuil choisi) et les zones d'air (plus sombres). La MEF est alors appliquée à la fibre réelle et non pas à une structure idéale de paramètres géométriques proches comme nous sommes contraints de le faire avec EMXD. Pour la recherche des modes de la fibre H042, nous utiliserons la photographie de la figure IV.12 (b). Les résultats sont regroupés dans le tableau IV.3.

$\lambda$ (nm)		HE11x	HE11y	TE01	TM01	HE21x	HE21y
980	Distribution d'intensité						
	$\beta$ (rad/mm)	9096.29	9093.66	8811.06	8755.79	8801.61	8765.28
	$\epsilon_{\text{eff}}$	2.012894485	2.011730682	1.888638036	1.86501826	1.884589021	1.869063267
	$n_{\text{eff}}$	1.418765127	1.418354921	1.374277278	1.365656714	1.372603344	1.367136887
1550	Distribution d'intensité						
	$\beta$ (rad/mm)	5567.5	5562.61				
	$\epsilon_{\text{eff}}$	1.886357969	1.883045804				
	$n_{\text{eff}}$	1.373447476	1.372241161				

**Tableau IV.3** : Modes déterminés par Femlab à 980 et 1550nm pour la fibre H042.

La première évidence est que la distribution des champs  $TE_{01}$ ,  $TM_{01}$  et  $HE_{21}$  trouvée à 980nm est très différente de celles obtenue avec EMXD. Ce changement de forme flagrant apparaît dès que la symétrie de  $\pi/3$  de la géométrie est rompue. A titre d'exemple, la figure IV.19 (a) montre le mode  $TE_{01}$  d'une FMAS parfaite avec  $d = 1,9\mu\text{m}$  et  $\Lambda = 2,4\mu\text{m}$ , tandis que la figure IV.19 (b) montre le même mode lorsque deux des trous sont rapprochés de  $0,05\mu\text{m}$  chacun. L'apparition de la ligne diamétrale sombre est due à une forte diminution de la norme

du champ à proximité de l'axe du défaut créé. Ces structures de champ ont déjà été observées expérimentalement [69]. Dans cette même référence [69], on relève, comme cela est confirmé dans le tableau IV.3 que ces modes sont quasi dégénérés deux à deux ( $TE_{01}$  avec  $HE_{21x}$  et  $TM_{01}$  avec  $HE_{21y}$ ). De plus, dans chaque paire, les deux modes sont polarisés orthogonalement l'un par rapport à l'autre.



**Figure IV.19** : Distributions d'intensité des modes  $TE_{01}$  déterminés par Femlab pour une FMAS de pas  $2,4\mu\text{m}$  et de diamètre de trous  $1,9\mu\text{m}$  lorsque les trous de la première couronne sont répartis régulièrement (a) et lorsque deux trous de la première couronne (situés sur l'axe tracé sur la photo (b)) sont décalés de  $0,05\mu\text{m}$  par rapport aux autres (b).

Les simulations menées avec Femlab montrent donc l'existence possible des quatre modes d'ordre supérieurs au mode fondamental à  $980\text{nm}$ , alors que ces modes ne peuvent exister à  $1550\text{nm}$ . Les indices effectifs trouvés avec le logiciel EMXD pour la fibre parfaite et avec le logiciel Femlab pour la fibre réelle diffèrent, pour deux modes correspondants, d'environ  $2 \cdot 10^{-2}$ . Cet écart semble considérable mais il s'explique facilement par le fait que les distributions de champ dans les deux cas sont très différentes (on remarque qu'en ce qui concerne le mode fondamental, le désaccord n'est que de  $0,910^{-2}$ ).

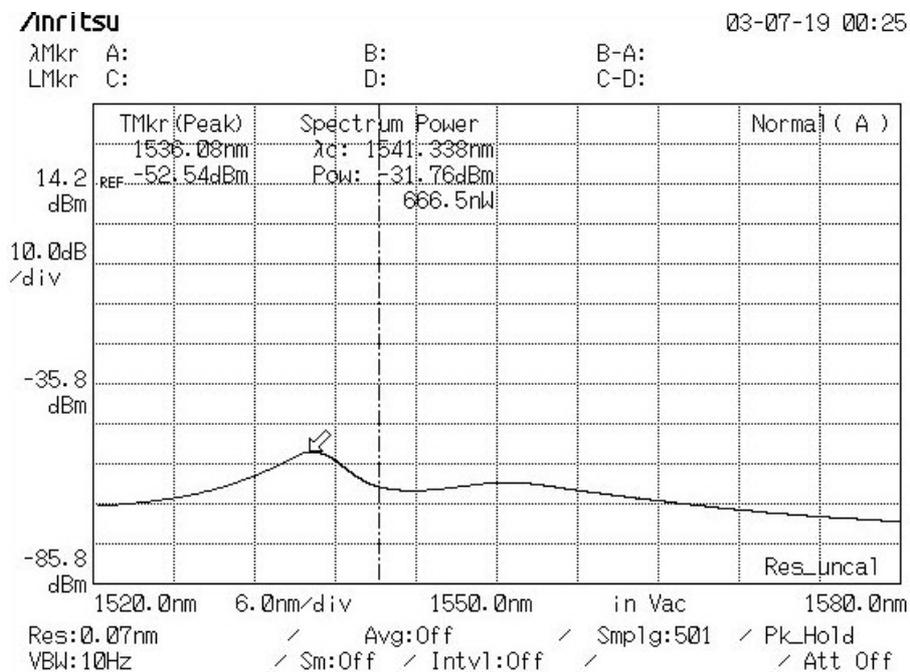
Finalement, les modélisations opérées avec Femlab, plus fiables que celles réalisées avec EMXD puisqu'elles s'adressent à une fibre réelle, confirment nos observations expérimentales. Il faut noter ici que l'onde de pompe à  $980\text{nm}$  est susceptible de se coupler partiellement avec le deuxième mode qui ne porte pas d'énergie au centre, là où se situe la

zone dopée  $Er^{3+}$ . Cette fraction d'énergie dans le deuxième mode ne peut donc contribuer efficacement au pompage. Il est clair que ceci peut constituer une faiblesse de la fibre H042, surtout si les conditions d'excitations sont défavorables.

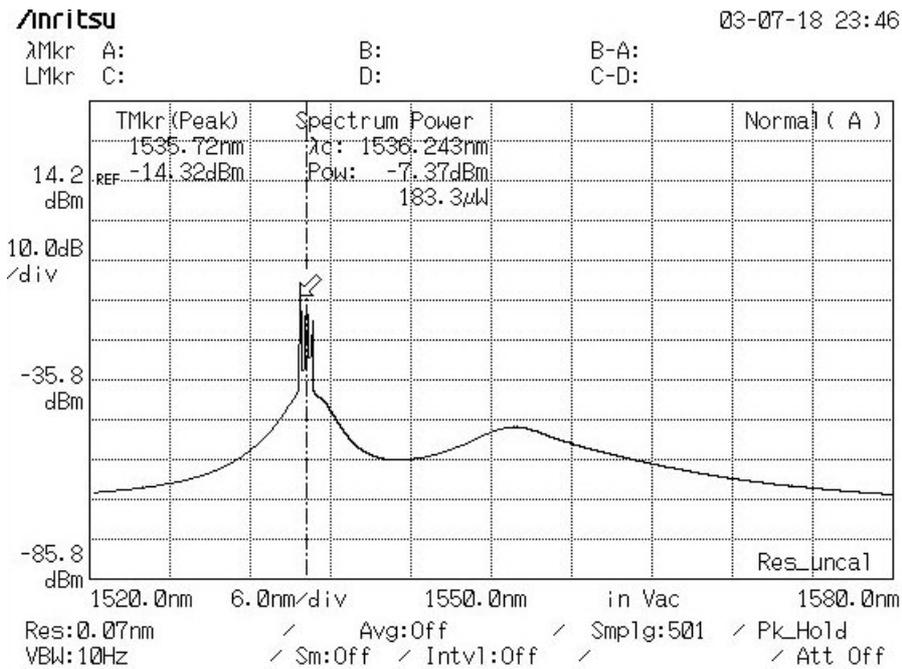
Après avoir caractérisé la fibre H042 d'un point de vue modal, je me suis intéressé à l'étude des propriétés amplificatrices de la fibre.

### IV.2.3. Spectre d'ASE

Dans un premier temps, il s'agissait simplement de vérifier la présence d'ions erbium dans le cœur. Pour cela, j'ai injecté un rayonnement à 980nm dans la fibre et recherché sur un analyseur de spectre optique le spectre du rayonnement émergent autour de 1530nm traduisant l'existence d'émission spontanée amplifiée par l'erbium. La source utilisée est un laser Ti : Saphir continu dont le faisceau est injecté dans la FMAS via un objectif de microscope X40. Les spectres obtenus pour deux longueurs de fibre sous test différentes (2m et 9m) sont présentés sur la figure IV.20.



(a)



(b)

**Figure IV.20** : Spectres d'ASE relevés en sortie de la fibre H042 pompée à 980nm pour (a) 2m et (b) 9m de fibre sous test.

Ces spectres confirment l'activité des ions erbium dans le cœur puisqu'un spectre d'ASE est observé en pompant la fibre à 980nm. L'allure des spectres montrant des pics prononcés autour de 1535nm et 1565nm suggère que les sections efficaces d'émission de cette fibre sont de Type I (paragraphe II.3.3).

Le spectre obtenu pour une longueur de 9m montre une émission laser sur différentes raies autour de 1535nm. Cette émission est rendue possible par l'existence de réflexions aux deux extrémités de la fibre qui créent ainsi une cavité. Il faudra s'affranchir de ces réflexions lors des mesures ultérieures de courbes de gain notamment en utilisant un ou plusieurs isolateurs dans le dispositif expérimental et en clivant en biais l'extrémité de la fibre.

#### IV.2.4. Atténuation et fluorescence

Nous avons vu dans le chapitre II que les sections efficaces d'émission et d'absorption sont des paramètres qui jouent un rôle important dans le fonctionnement d'un amplificateur optique. Le but de ce paragraphe est d'évaluer les sections efficaces de la fibre H042. Ces

grandeurs peuvent être déterminées à partir des spectres de fluorescence et d'atténuation de la fibre considérée.

Si la densité d'ions erbium à l'état excité est nulle, la section efficace d'absorption  $\sigma_a$ , à une fréquence optique  $\nu$ , peut être déduite à partir de l'atténuation linéique de la fibre mesurée à cette fréquence. La valeur de  $\sigma_a(\nu)$  est donnée par la relation IV.1 [28].

$$\sigma_a(\nu) = \frac{\alpha(\nu)}{10 \log_{10}(e) \cdot \rho_{er} \cdot \Gamma(\nu)} \quad (IV.1)$$

où  $\alpha(\nu)$  est l'atténuation linéique (en dB/m) de la fibre à la fréquence  $\nu$ ,  $\rho_{er}$  la concentration en ion erbium et  $\Gamma(\nu)$  le facteur de recouvrement entre l'onde à la fréquence  $\nu$  et la zone active.

D'autre part, si tous les ions erbium sont excités (inversion de population totale sous fort pompage), il est possible de déduire la section efficace d'absorption  $\sigma_e$ , à une fréquence optique  $\nu$ , à partir du gain à petit signal  $g(\nu)$  de la fibre en dB/m. La valeur de  $\sigma_e(\nu)$  est donnée par la relation IV.2 [28].

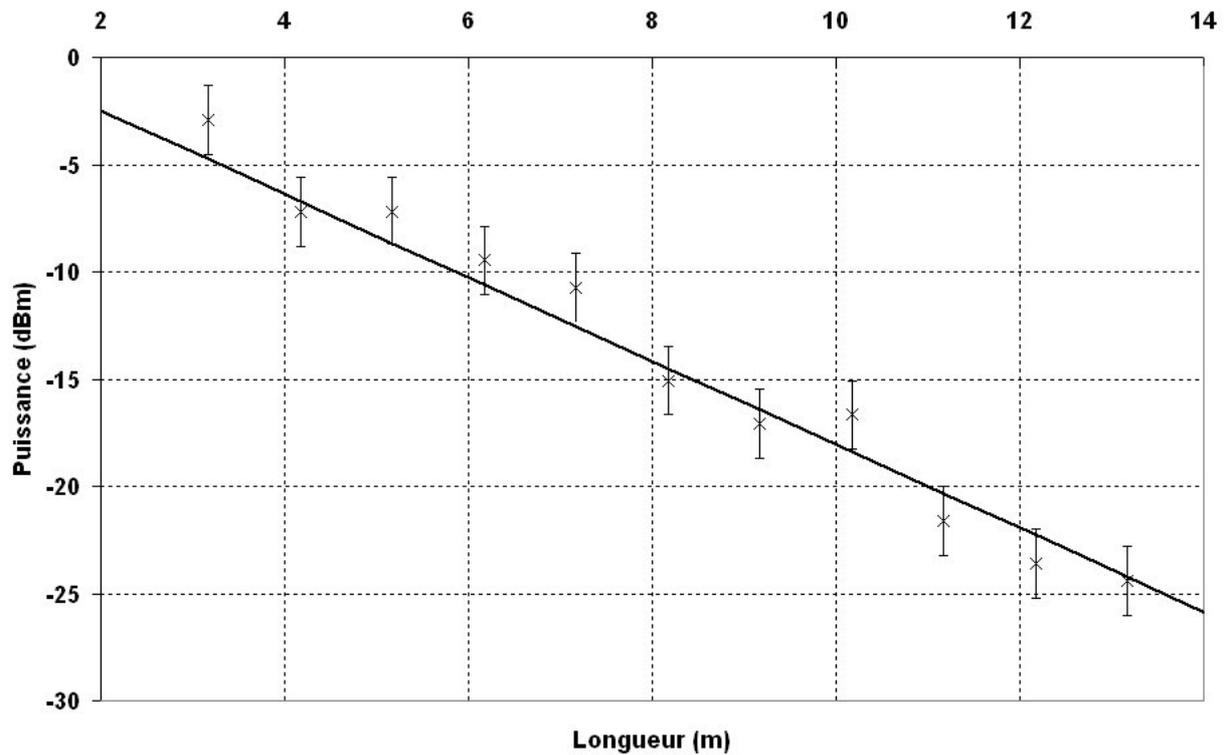
$$\sigma_e(\nu) = \frac{g(\nu)}{10 \log_{10}(e) \cdot \rho_{er} \cdot \Gamma(\nu)} \quad (IV.2)$$

Pour caractériser la fibre, nous avons besoin d'évaluer les sections efficaces d'absorption à la longueur d'onde de pompe et aux longueurs du signal ainsi que les sections efficaces d'émission, aux longueurs d'onde du signal uniquement.

#### *IV.2.4.1. Atténuation linéique*

Les mesures d'atténuation ont été réalisées par la technique dite du « cut-back ». Les valeurs de puissance ont été relevées à l'aide d'un analyseur de spectre optique de manière à connaître la puissance à différentes longueurs d'onde.

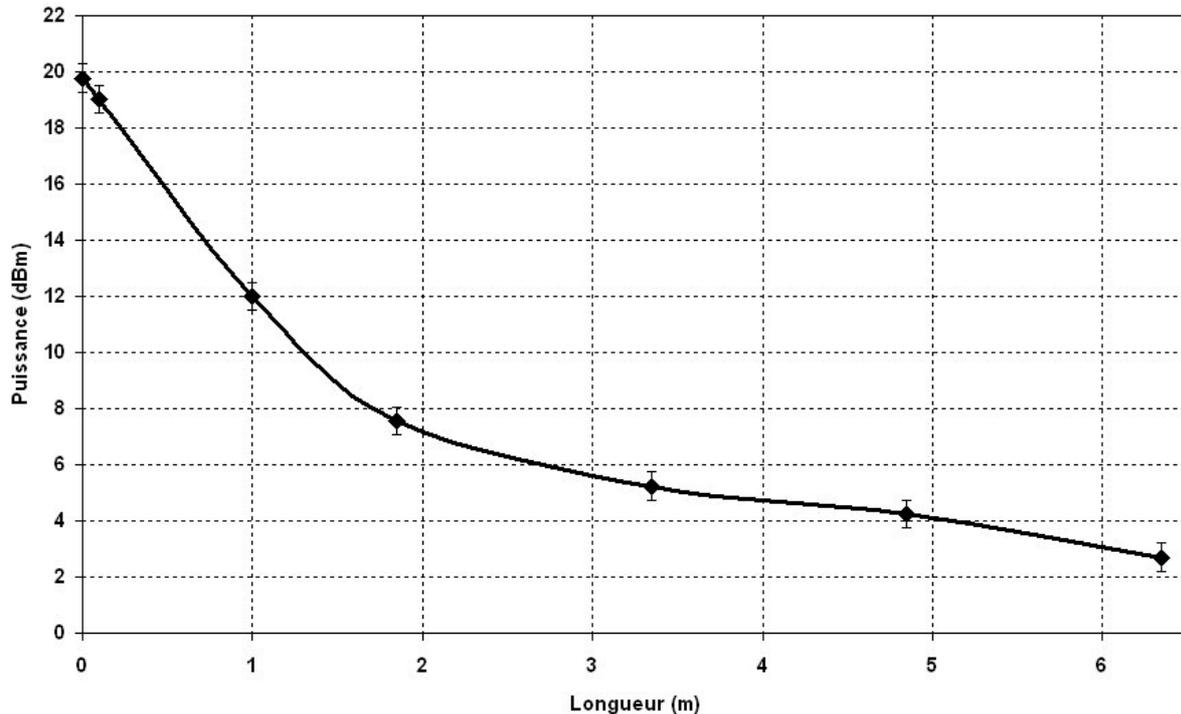
A 980nm, les conditions de l'expérience restent les mêmes que pour l'obtention de l'ASE : la source utilisée est toujours le laser Ti : Saphir et son rayonnement est injecté dans la fibre H042 via un objectif de microscope X40. La longueur initiale de la fibre est de 15m. Les résultats sont présentés sur la figure IV.21.



**Figure IV.21** : Mesure de l'atténuation linéique à 980nm de la fibre H042.

Pour chaque longueur, plusieurs mesures ont été effectuées et c'est la valeur moyenne qui a été représentée sur la figure IV.21. En dépit des incertitudes liées à la manipulation (appareil de mesure et clivage de la fibre), on vérifie que l'évolution de la puissance en dBm est une fonction linéaire de la longueur. Le coefficient directeur de la droite de régression linéaire reliant les points de mesure est l'atténuation linéique  $\alpha$  de la fibre à 980nm. On obtient  $\alpha = 1.9 \pm 0,2\text{dB/m}$ .

Une autre mesure, plus détaillée, a été effectuée pour observer l'évolution de la puissance de pompe sur les tout premiers mètres de la fibre. La longueur du tronçon initial était de 6m. Les résultats sont présentés sur la figure IV.22.



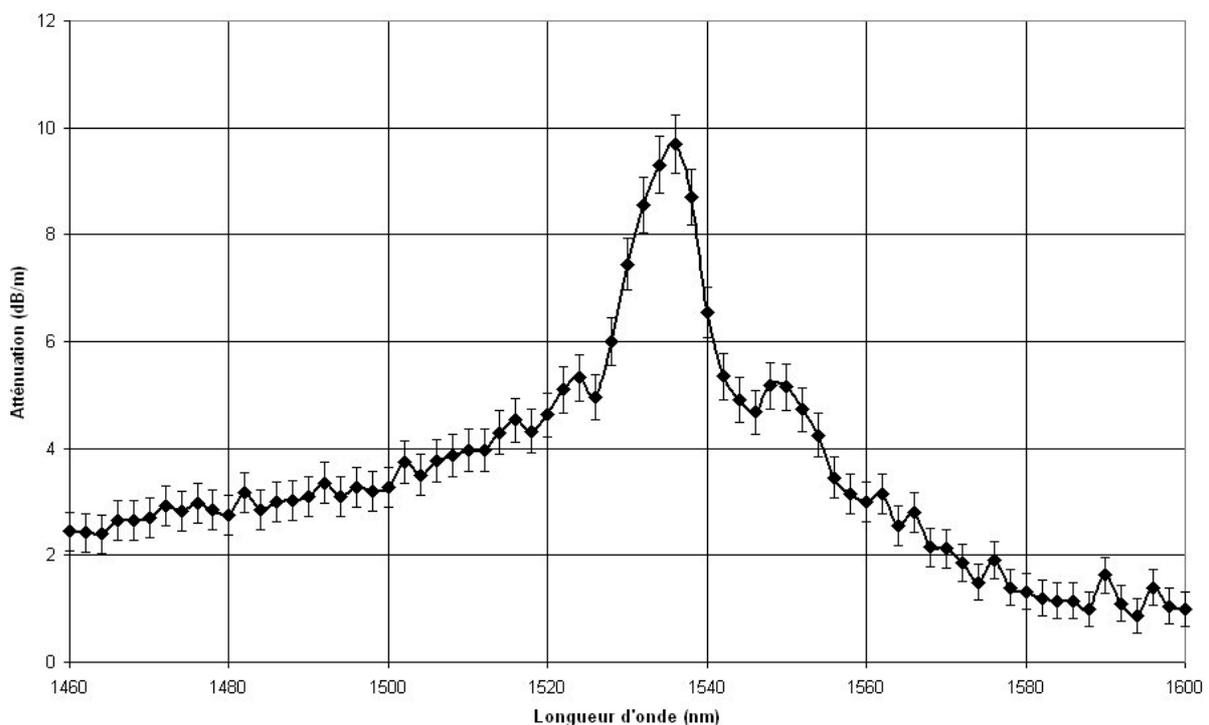
**Figure IV.22** : Evolution de la puissance de pompe sur 6m de fibre H042.

La figure IV.22 met en évidence le fait que la puissance de pompe exprimée en dBm chute très rapidement sur les 2 premiers mètres de fibre avant de décroître linéairement. Ce phénomène n'est pas dû qu'à l'absorption de l'onde de pompe par les ions erbium. Il provient aussi de l'atténuation des modes à fuites excités dans la fibre. Ces modes sont rayonnés sur les premiers mètres de fibre et ne participent quasiment pas au pompage des ions de terres rares. Il faudra tenir compte de ces considérations lors de l'étude du gain de l'amplificateur optique utilisant la fibre H042.

J'ai ensuite cherché à déterminer le spectre d'absorption dans la bande des longueurs d'onde utilisées pour le signal. Pour cela, j'ai utilisé une source accordable entre 1460 et 1600nm. Le dispositif expérimental diffère légèrement du précédent puisqu'un tronçon d'environ 30cm de fibre dite d'adaptation (diamètre du cœur :  $3,2\mu\text{m}$ ,  $\Delta n = 18,9 \cdot 10^{-3}$ , rayon de champ de mode à 1550nm :  $2,8\mu\text{m}$ ) a été utilisé entre la sortie fibrée (rayon de champ de mode à 1550nm :  $3,15\mu\text{m}$ ) de la source accordable et la fibre H042. Les aires effectives  $A_{\text{eff}}$  de la fibre d'amenée ( $31,2\mu\text{m}^2$ ) et la fibre H042 ( $13\mu\text{m}^2$  à 1550nm) sont très différentes ce qui entraîne des pertes élevées au niveau du raccordement. L'insertion de la fibre d'adaptation ( $A_{\text{eff}} \approx 24,6\mu\text{m}^2$  à 1550nm) permet une transition moins brutale et par conséquent de limiter

les pertes. Ainsi, le bilan global des pertes entre fibre d'amenée et fibre H042 est réduit par rapport à la perte à un raccordement direct entre ces deux fibres dont les champs guidés ont des extensions très différentes. D'autre part, un isolateur a été placé entre la fibre d'amenée et la fibre d'adaptation pour éviter toute émission laser. La méthode utilisée pour la mesure est une nouvelle fois la méthode de cut-back. La longueur totale de fibre H042 utilisée pour ces mesures est de 4m et la mesure de l'atténuation de l'onde signal a été déterminée sur les deux derniers mètres afin de ne pas prendre en considération les modes à fuite.

Les résultats obtenus sont représentés figure IV.23.



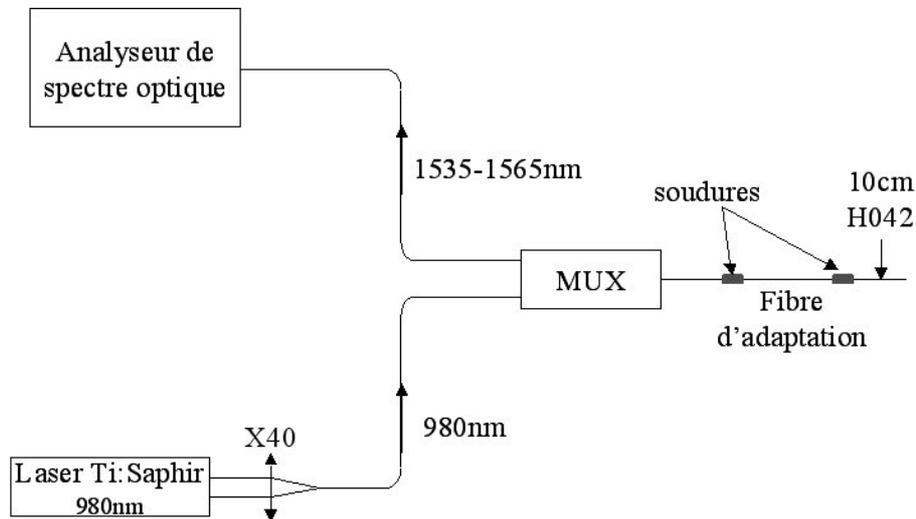
**Figure IV.23** : Atténuation de la fibre H042 entre 1460 et 1600nm.

Le spectre d'atténuation révèle bien la présence d'un pic d'absorption autour de 1535nm caractéristique de la présence d'ions erbium. La valeur de l'atténuation à cette longueur d'onde est de  $9,7 \pm 0,5$ dB/m. Cette incertitude est due aux à la précision de l'appareil de mesure utilisé ainsi qu'aux fluctuations de l'injection dans le dispositif.

Ces valeurs de l'atténuation seront utilisées pour la détermination des sections efficaces d'absorption de la fibre H042. Nous traiterons ce point dans le paragraphe IV.2.4.3.

IV.2.4.2. Fluorescence

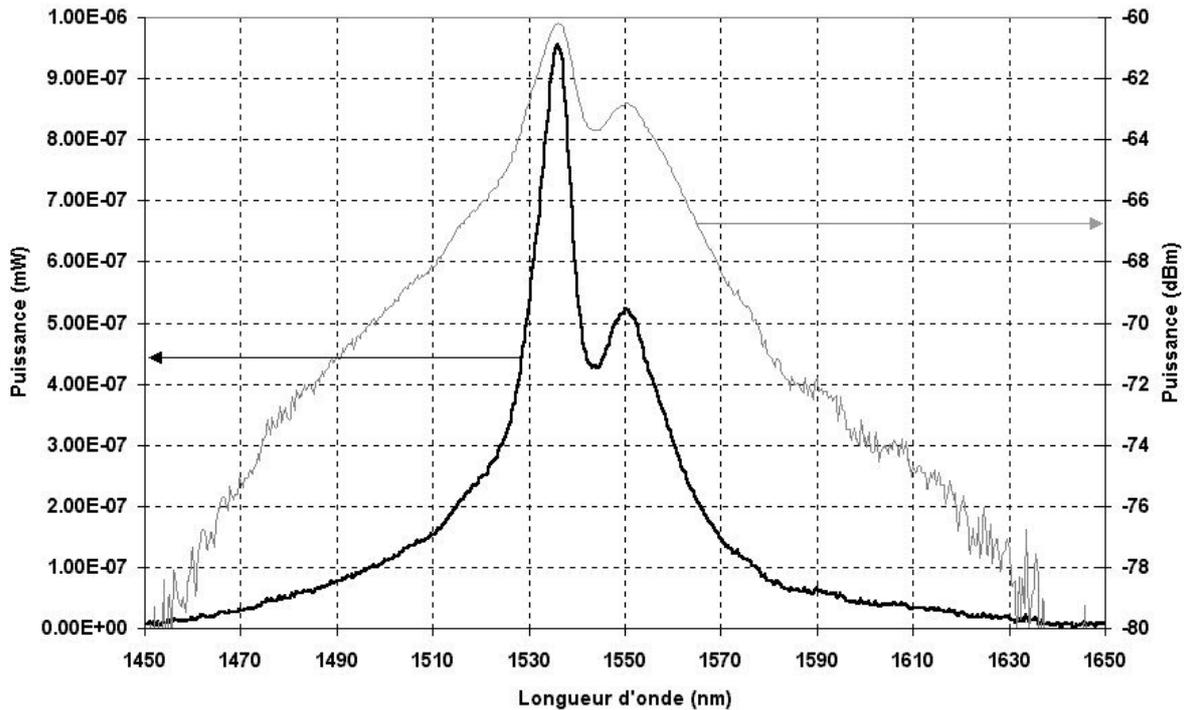
Le spectre de fluorescence de la fibre est le spectre d'ASE à inversion de population totale, ce qui implique d'utiliser de très courtes longueurs de fibre. Le schéma de principe du banc de mesure est présenté sur la figure IV.24.



**Figure IV.24** : Schéma du dispositif expérimental de mesure du spectre de fluorescence de la fibre H042.

Le multiplexeur adresse dans la fibre sous test l'onde de pompe à 980nm, destinée au pompage des ions erbium, et redirige la fraction de l'onde d'ASE rétrodiffusée dans la bande 1535-1565nm vers un analyseur de spectre optique. La forme du spectre de fluorescence est celle du spectre d'ASE lorsque cette dernière est devenue invariante au-delà d'un certain niveau de pompe. La longueur de fibre H042 utilisée est de l'ordre de 10cm. L'extrémité de la fibre n'est pas clivée perpendiculairement à l'axe de propagation pour éviter de prendre en compte la contribution de rayonnements réfléchis sur la face de sortie.

Le spectre de fluorescence de la fibre H042 est présenté sur la figure IV.25. On peut remarquer sur cette figure que la fibre présente un pic d'émission centré sur 1535nm



**Figure IV.25** : Spectre de fluorescence de la FMAS H042 en unité logarithmique (courbe grise) et en unité linéaire (courbe noire).

Les résultats obtenus ci-dessus vont être utilisés pour calculer les sections efficaces d'émission et d'absorption de l'erbium dans la fibre H042.

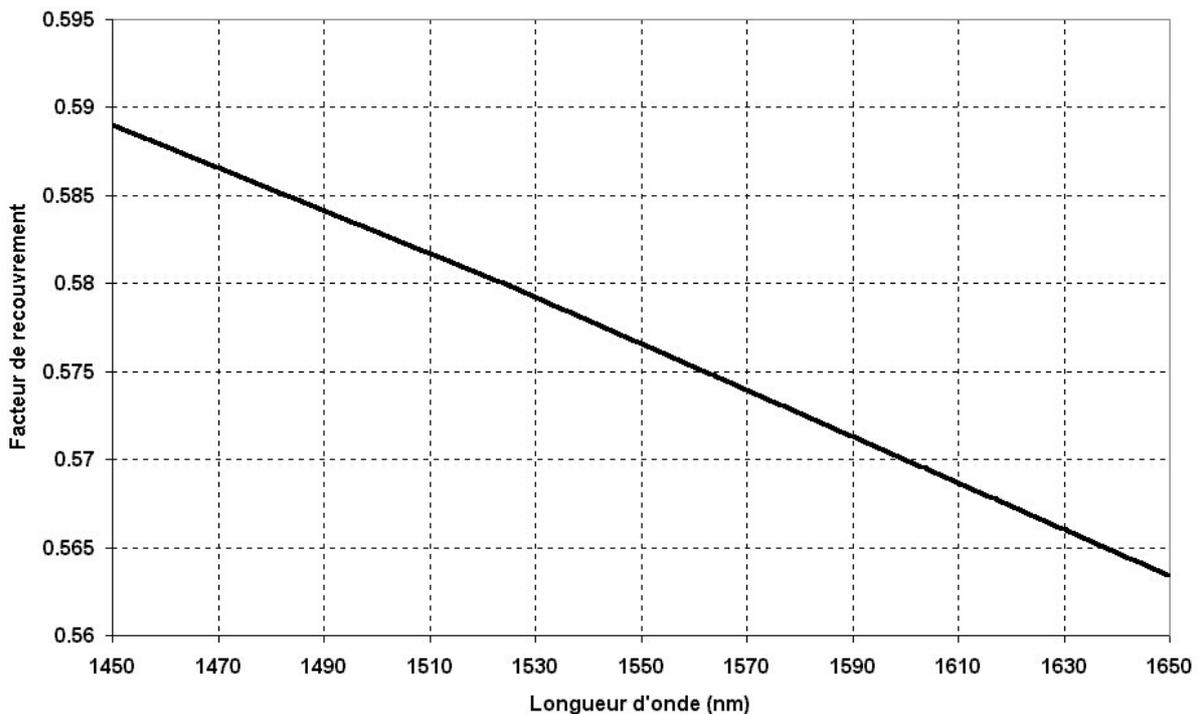
#### IV.2.4.3. Calcul des sections efficaces

- Sections efficaces d'absorption

Les sections efficaces d'absorption, comme nous l'avons mentionné plus haut, peuvent être calculées à partir des valeurs de l'atténuation grâce à la relation IV.1. Pour exploiter cette formule, il faut connaître le facteur de recouvrement ainsi que la concentration en ions dopants, qui sont deux paramètres très difficiles à évaluer. En particulier, nous ne disposons pas de moyens qui nous permettent de déterminer la concentration en ions dopés avec précision. Nous savons qu'il existe des méthodes indirectes pour évaluer cette concentration [70][71] à partir des mesures de fluorescence sur des tranches de préforme. Mais comme la préforme dont nous disposons pour fabriquer la fibre H042 était unique et très courte, nous

l'avons considérée comme trop précieuse pour nous permettre de tenter ce type de mesure. Cependant, le LPMC de Nice qui a fabriqué cette préforme nous a indiqué que, compte tenu de la concentration d'erbium dans la solution utilisée pour imprégner la préforme (voir paragraphe II.3.4.2), on peut estimer cette concentration en ion erbium dans la fibre à 250ppm.

Calculons maintenant le rayon de la zone dopée  $Er^{3+}$ . D'une part, nous savons que le diamètre du barreau dopé inséré dans la préforme de la fibre H042 est de 2,15mm avec un diamètre de la zone dopée  $Er^{3+}$  de 1,6mm. D'autre part, dans la fibre, la place occupée par le barreau étiré est égale au pas du réseau soit  $2\mu m$ . Sous réserve d'une diminution homothétique des dimensions lors de l'opération de fibrage, le diamètre de la zone dopée dans la fibre est alors de  $1,5\mu m$  (soit un rayon dopé  $r_d = 0,75\mu m$ ). L'incertitude sur la valeur de  $r_d$  est évaluée à 5%.



**Figure IV.26** : Evolution du facteur de recouvrement en fonction de la longueur d'onde autour de 1550nm pour la fibre H042.

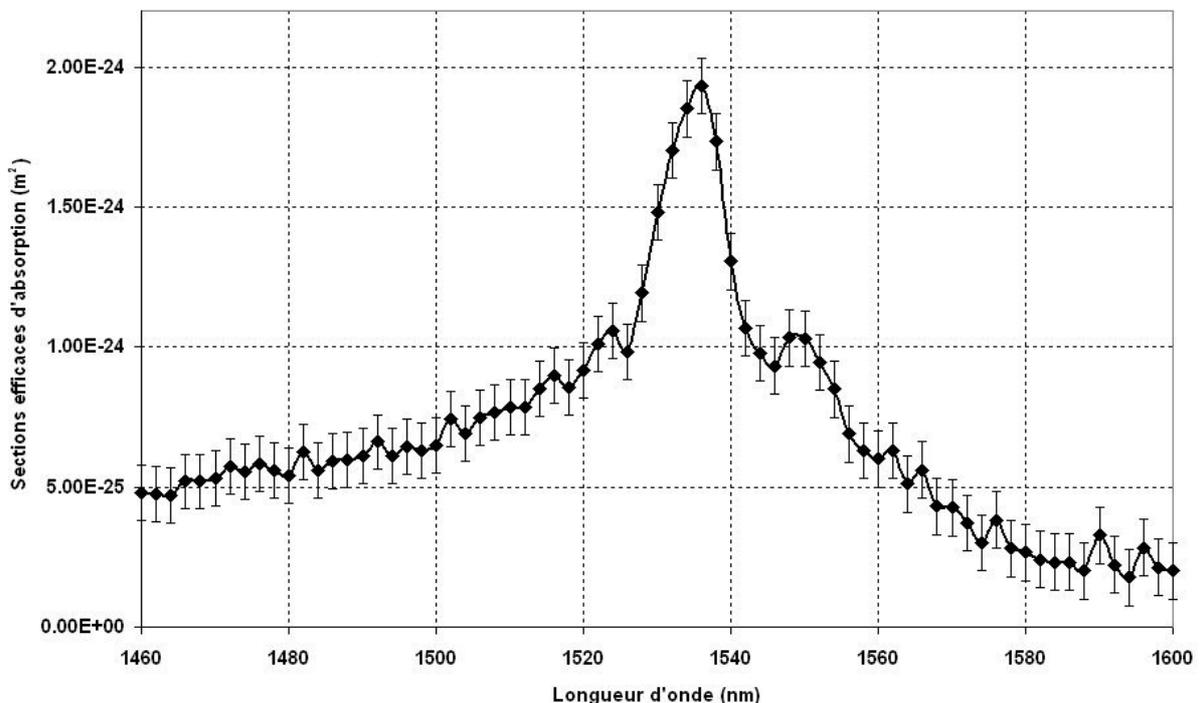
A partir des intensités des champs issus de la simulation et du rayon de la zone dopée, nous avons évalué les valeurs des différents facteurs de recouvrement à partir de la formule (III.15). A 980nm, le facteur de recouvrement  $\Gamma_p$  est de 65%. Les valeurs de  $\Gamma_s$ , facteur de

recouvrement aux longueurs d'onde du signal, sont représentées sur le graphe de la figure IV.26.

Compte tenu de la faible valeur du rayon de la zone dopée (qui est inférieur à  $\Lambda/2$ ), le facteur de recouvrement, qui décroît de 0,579 à 0,575 entre 1530nm et 1560nm, est peu élevé quelle que soit la longueur d'onde et ceci malgré un bon confinement du champ assuré par une forte proportion d'air (forte valeur de  $d/\Lambda$ ).

Les données calculées plus haut permettent de déterminer les sections efficaces d'absorption de la fibre H042 à l'aide de la relation IV.1.

A 980nm, la section efficace d'absorption est de  $(5,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-25} \text{m}^2$ . Aux longueurs d'onde du signal, la courbe de  $\sigma_a(\lambda)$  est présentée sur la figure IV.27.



**Figure IV.27** : Sections efficaces d'absorption aux longueurs d'onde du signal de la fibre H042 pour une concentration en ions erbium de 250ppm.

L'allure de l'évolution spectrale des sections efficaces d'absorption présentées sur la figure IV.27 est caractéristique d'un dopage alumino-silicate (Type I) (voir figure II.10). La valeur maximale  $\sigma_a^{\text{pic}}$  est obtenue autour de 1535nm et vaut  $(1,9 \pm 0,1) \cdot 10^{-24} \text{m}^2$ . Les valeurs sont données avec des incertitudes déterminées à partir de celles des mesures de l'atténuation

aux longueurs d'onde du signal et de celles sur le rayon dopé et les valeurs du facteur de recouvrement.

- Section efficace d'émission

En ce qui concerne la section efficace d'émission à une longueur d'onde donnée, nous avons vu qu'elle pouvait être calculée avec la relation IV.2 à condition de connaître le gain à inversion de population totale. Le spectre de fluorescence ne permet pas d'accéder à cette grandeur mais il va nous permettre de déterminer  $\sigma_e(\lambda)$  grâce à la relation IV.3 [28].

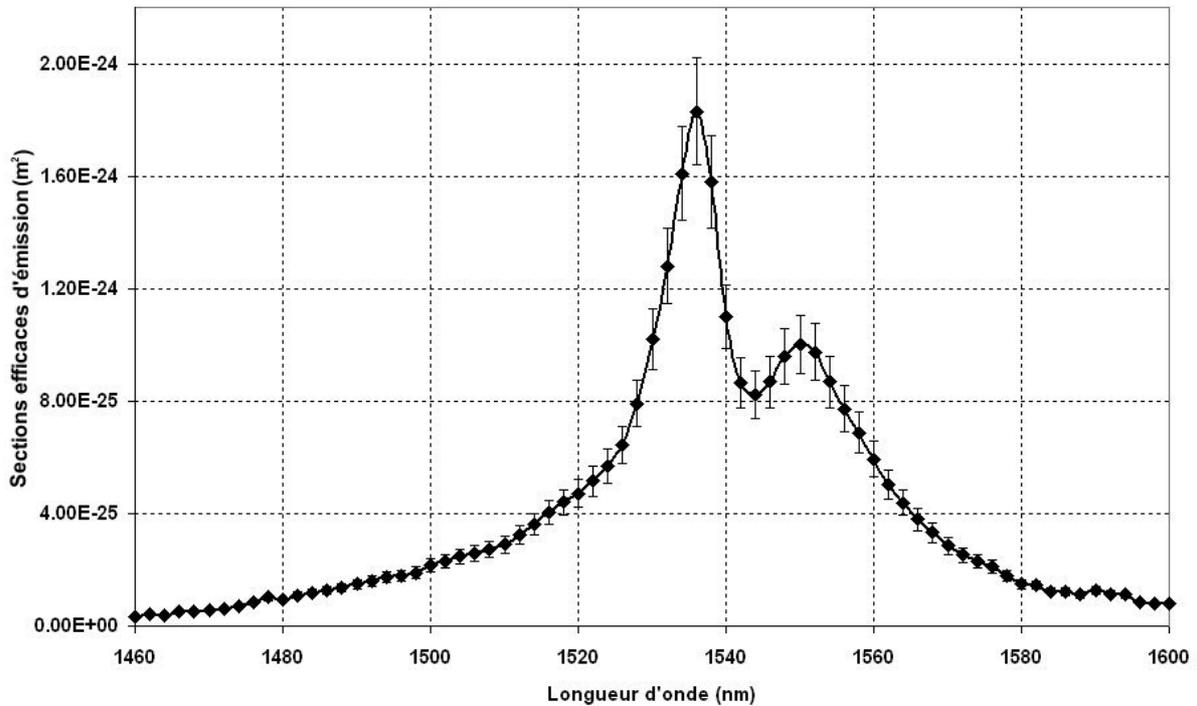
$$\sigma_e(\lambda) = \eta^{pic} \sigma_a^{pic} \frac{I_e(\lambda)}{I_e^{pic}} \quad (IV.3)$$

où  $I_e(\lambda)$  est la valeur du signal de fluorescence (voir paragraphe IV.2.4.2) à la longueur d'onde  $\lambda$  et  $\eta^{pic}$  représente le rapport entre les valeurs pics des sections efficaces d'émission et d'absorption [28].

$$\eta^{pic} = \frac{\sigma_e^{pic}}{\sigma_a^{pic}} \quad (IV.4)$$

La détermination du rapport  $\eta^{pic}$ , calculée à partir des valeurs de  $\sigma_e^{pic}$  et  $\sigma_a^{pic}$  mesurées sur un même tronçon, apparaît donc comme cruciale pour évaluer des sections efficaces d'émission.  $\sigma_e^{pic}$  et  $\sigma_a^{pic}$  sont obtenues grâce aux formules (IV.1) et (IV.2). Un multiplexeur permet d'injecter simultanément dans la fibre H042 la longueur d'onde de pompe (980nm) et la longueur d'onde pour laquelle les sections efficaces d'absorption et d'émission sont maximales (1535nm). Le rayonnement de pompe est émis par une diode laser délivrant au maximum 190mW. La longueur de fibre utilisée est de 0,6m. En sortie de l'échantillon signal injecté, la puissance totale mesurée (pompe + ASE) est de 27mW. Cette valeur est très faible par rapport à la puissance délivrée par la diode laser ce qui laisse penser que les pertes au niveau de la soudure multiplexeur/fibre H042 sont élevées. Une fois les mesures de gain et d'absorption effectuées, j'ai mesuré la puissance de pompe en entrée de la fibre H042 quelques centimètres après la soudure. Cette puissance est seulement d'environ 33mW. Elle est trop faible pour obtenir un gain avec une inversion de population totale. Les pertes considérables au niveau de la soudure sont liées à une différence importante entre le diamètre du mode de la fibre de sortie du multiplexeur et celui du cœur de la fibre H042. Il ne m'a pas

été possible de réduire suffisamment ces pertes pour obtenir le gain à inversion de population totale et compte tenu des moyens dont nous disposions, je n'ai pas pu déterminer avec exactitude la valeur de  $\eta^{\text{pic}}$ .



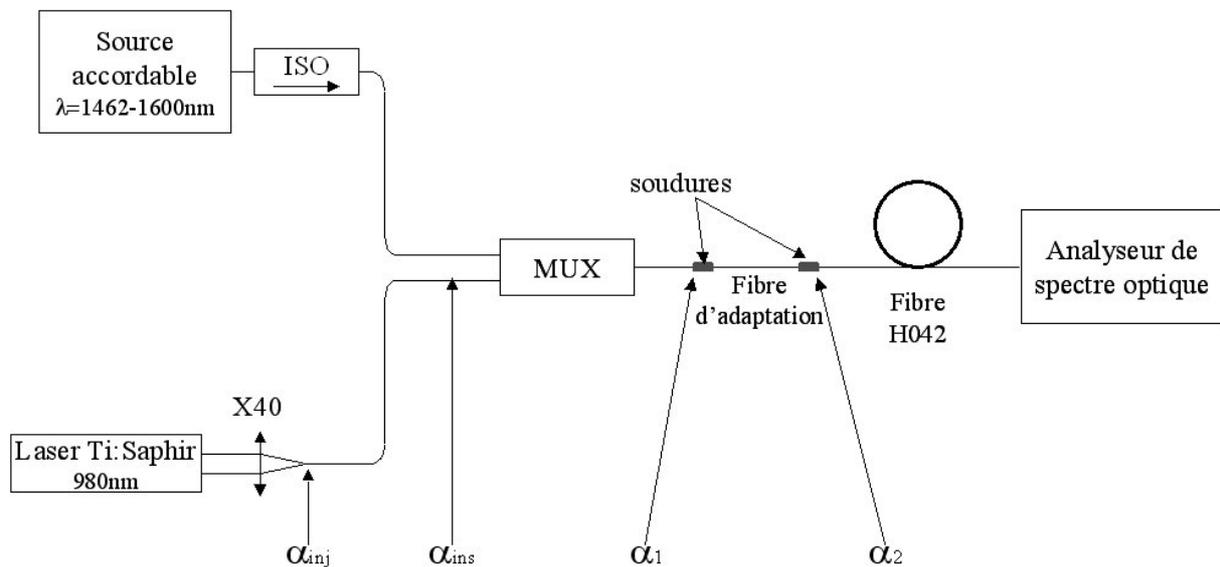
**Figure IV.28** : Sections efficaces d'émission aux longueurs d'onde du signal de la fibre H042 pour une concentration en ions erbium de 250ppm.

Pour estimer les sections efficaces, nous avons dû trouver une valeur approchée de  $\eta^{\text{pic}}$ . Ce rapport est égal à 1 dans un cas idéal. Généralement, on trouve des valeurs de  $\eta^{\text{pic}}$  comprises entre 0,85 et 1 pour des sections efficaces de Type I [28]. Pour la suite des travaux, j'ai choisi une valeur de  $\eta^{\text{pic}}$  de 0,95, assez courante dans la littérature. Cette valeur a été utilisée pour déterminer les sections efficaces d'émission présentées figure IV.28. Les incertitudes portées sur la courbe de la figure IV.28 prennent en compte une incertitude de  $\pm 0,5$  sur la valeur de  $\eta^{\text{pic}}$  évoquée ci-dessus. La valeur maximale des sections efficaces, à 1535nm, est de  $(1,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$ .

### IV.2.5. Etude du gain

La fibre H042 ayant été caractérisée le plus complètement possible, il reste à présent à déterminer expérimentalement ses performances lorsqu'elle est utilisée dans un amplificateur optique. Une fois ces mesures réalisées, il sera possible de les comparer aux résultats obtenus par la simulation.

#### IV.2.5.1. Dispositif expérimental



**Figure IV.29** : Schéma du dispositif utilisé pour la mesure de gain dans la fibre H042 ( $\alpha_{inj}$  : pertes d'injection,  $\alpha_{ins}$  : pertes d'insertion,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  : pertes aux connexions).

Le dispositif expérimental présenté sur la figure IV.29 a été utilisé pour estimer les performances en terme de gain de la fibre H042. La source utilisée pour pomper la fibre amplificatrice est un laser Ti:saphir. Celui-ci délivre un rayonnement monochromatique de pompe ajusté à 980nm, d'une puissance de 470mW. Par l'intermédiaire d'un objectif X40, le faisceau de pompe est injecté dans l'une des deux voies d'entrée d'un multiplexeur en longueur d'onde destiné à combiner dans une seule fibre l'onde de pompe et l'onde de signal. Dans l'autre voie d'entrée du multiplexeur est donc envoyé le signal. Comme nous ne disposons pas d'une source émettant un peigne de signaux à des longueurs d'onde différentes

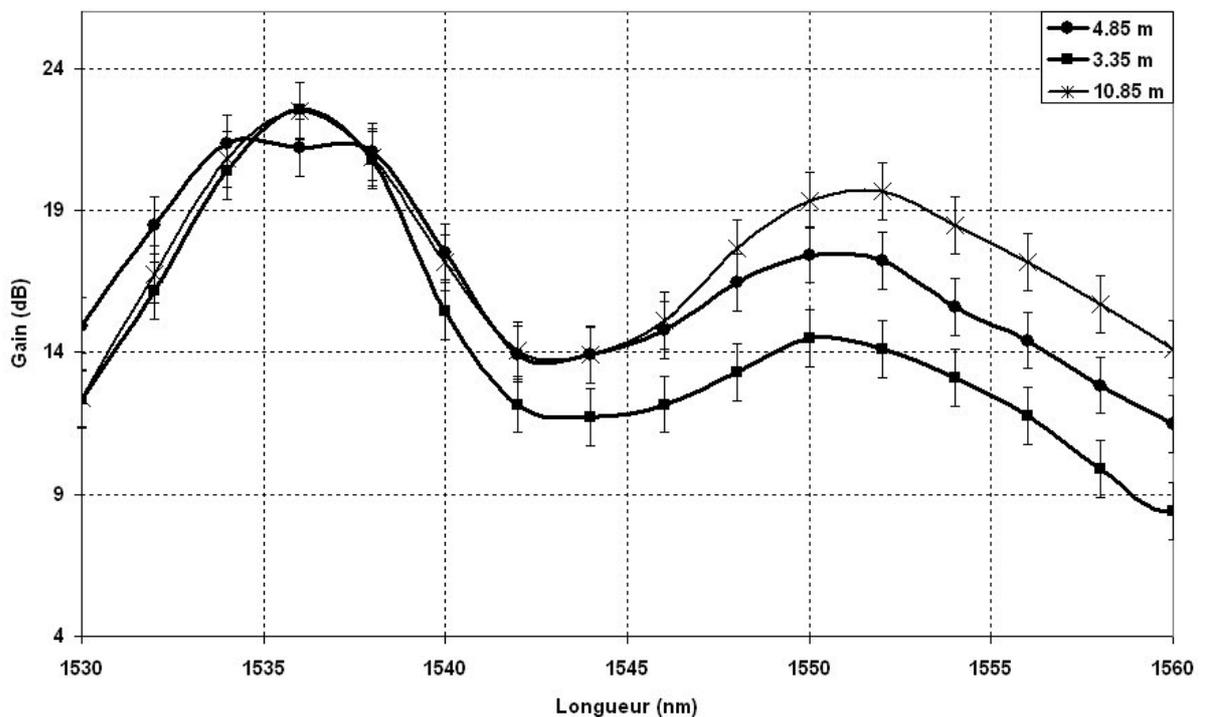
régulièrement espacées dans la bande 1530-1560nm (source pour liaison WDM), nous avons utilisé une diode laser accordable. Les mesures de gain ont donc été effectuées pour un signal unique dont on fait varier la longueur d'onde de 1530nm à 1560nm. Entre la sortie de la source accordable et l'entrée du multiplexeur est inséré un isolateur pour éviter l'apparition d'effet laser tel que celui observé lors des mesures de spectres d'ASE. La sortie du multiplexeur est soudée à une fibre d'adaptation (longueur 30cm) qui est elle-même soudée à la fibre H042. Les pertes entre la fibre d'adaptation et la fibre H042 (longueur 10m) ont été estimées à 2,9dB à 1300nm (longueur d'onde à laquelle les ions erbium restent inactifs et ne perturbent pas les mesures). Elles sont évaluées en mesurant la puissance du rayonnement à 1300nm en sortie de la fibre d'amenée avant soudure et la puissance en sortie de la fibre H042 après soudure. Elles englobent les pertes de la connexion et les pertes liées à la propagation dans la FMAS.

Les différentes pertes du dispositif, indiquées sur la figure IV.29, ont été déterminées par la méthode de « cut-back » à 980nm une fois l'étude des performances de la fibre amplificatrice H042 terminée. Les pertes  $\alpha_2$  au niveau de la soudure entre la FMAS et la fibre d'adaptation sont de 2,5dB. Cette valeur est peu différente de celle obtenue à 1300nm et on peut donc estimer à 0,4dB les pertes de propagation de la FMAS à cette longueur d'onde. Les pertes  $\alpha_1$  au niveau de la soudure entre le multiplexeur et la fibre d'adaptation ont été évaluées à 2,2dB. Les pertes d'insertion du multiplexeur  $\alpha_{ins}$  sont de 0,5dB et les pertes d'injection  $\alpha_{inj}$  du faisceau issu du laser Ti : Saphir dans le multiplexeur sont de 2dB. Les aires effectives des modes fondamentaux de la fibre en sortie du multiplexeur, de la fibre d'adaptation et de la fibre H042 sont respectivement de  $31,2\mu\text{m}^2$ ,  $24,6\mu\text{m}^2$  et de  $13\mu\text{m}^2$ . Ces écarts sont responsables des pertes élevées au niveau des soudures.

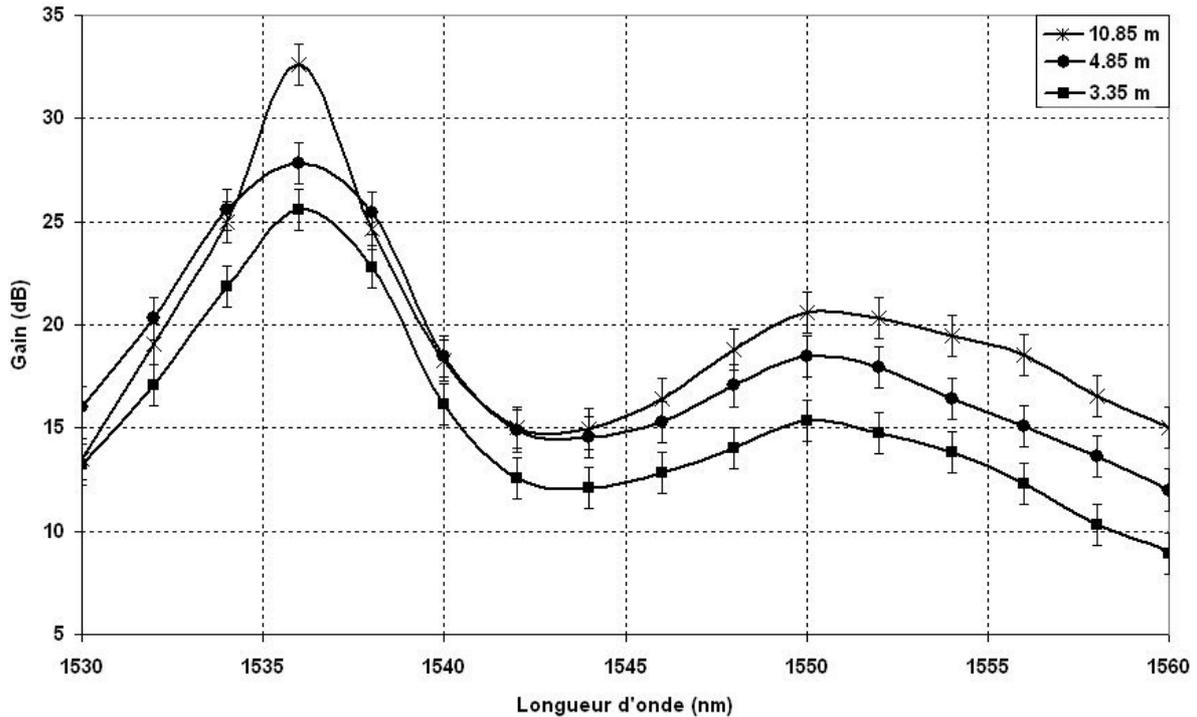
### *IV.2.5.2. Résultats expérimentaux*

La puissance émise par la source accordable à chaque longueur d'onde est fixée à 0dBm. Un atténuateur variable intégré à la source permet de modifier la puissance de signal émise  $P_{sin}$ . Les puissances  $P_p$  et  $P_{sout}$  en sortie de la fibre H042 ont été mesurées grâce à un analyseur de spectre, respectivement aux longueurs d'onde de pompe et de signal (balayé de 1530nm à 1560nm par pas de 2nm), pour différentes valeurs de l'atténuation et pour différentes longueurs de fibre amplificatrice. Puis, à l'issue des séries de mesures, nous avons

coupé la fibre H042 quelques centimètres au-delà de la soudure avec la fibre d'adaptation afin de mesurer les puissances exactes de signal et de pompe réellement injectées dans cette fibre ( $P_{\text{sin}}(\lambda)$  et  $P_p$  respectivement). La puissance de pompe injectée est de 80mW et les puissances de signal injectées pour les différentes séries de mesures étaient de -50dBm et de -34,5dBm (avec une incertitudes pour chacune de ces valeurs de l'ordre de 1%). Pour chaque point de mesure, le gain  $G(P_{\text{sin}},\lambda)$  est donné par  $10\log(P_{\text{sout}}(\lambda) / P_{\text{sin}}(\lambda))$ . Les résultats expérimentaux sont présentés sur les figures IV.30 et IV.31.



**Figure IV.30** : Evolution du gain en fonction de la longueur d'onde pour un signal monocanal, pour différentes longueurs de fibre H042 ( $P_{\text{sin}} = -34,5\text{dBm}$ ).



**Figure IV.31** : Evolution du gain en fonction de la longueur d'onde pour un signal monocanal, pour différentes longueurs de fibre H042 ( $P_{\text{sin}} = -50\text{dBm}$ ).

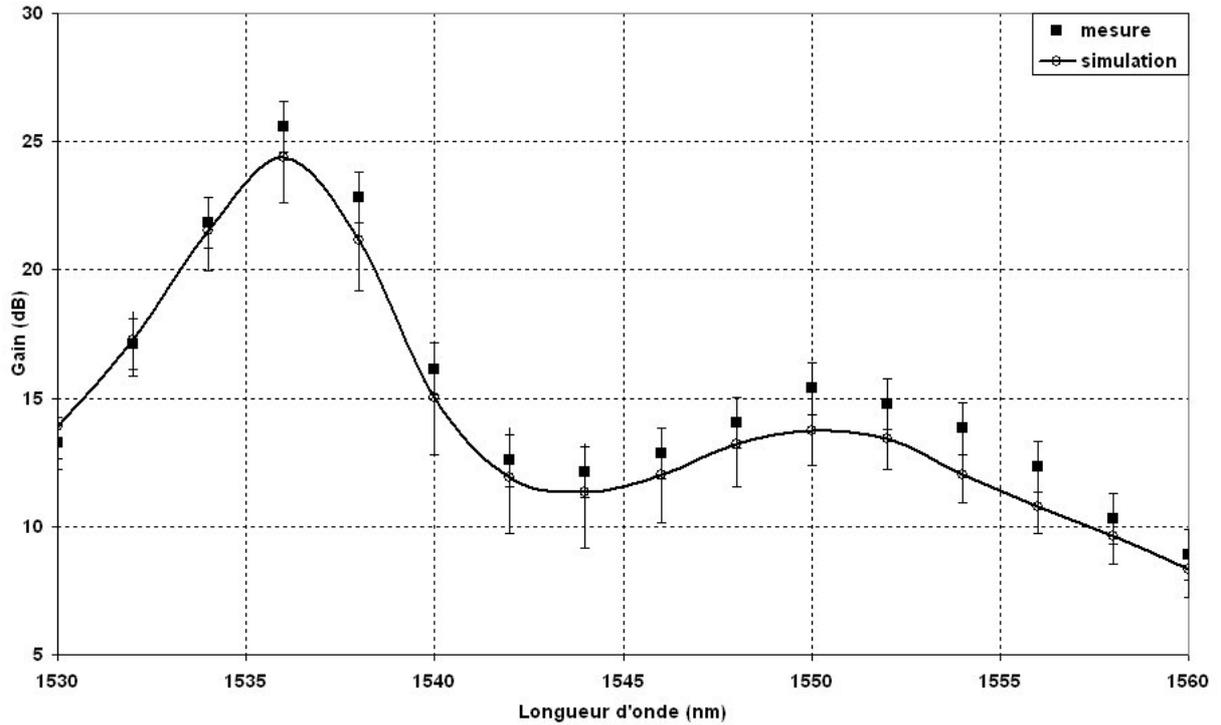
Les courbes des figures IV.30 et IV.31 montrent l'évolution du gain en fonction de la longueur d'onde pour différentes longueurs de la fibre H042, et pour les deux valeurs de la puissance de signal en entrée de fibre ( $P_{\text{sin}} = -50\text{dBm}$  et  $P_{\text{sin}} = -34,5\text{dBm}$ ). Les courbes de gains présentées sur les figures IV.30 et IV.31 présentent un maximum à 1536nm et un maximum secondaire vers 1550nm. Ces allures sont caractéristiques des courbes de gains d'amplificateur classiques avec des fibres dopées erbium de Type I. Par exemple, pour une puissance de signal  $P_{\text{sin}}$  de  $-50\text{dBm}$ , une puissance de pompe de 80mW, le gain pour  $\lambda = 1536\text{nm}$  avec  $L = 10,85\text{m}$ , est de 33dB. Avec une faible puissance de signal en entrée, comme pour une FSI amplificatrice classique, la fibre H042 permet donc d'accéder à des gains élevés avec des performances comparables à celles accessibles avec une fibre amplificatrice classique. On note également que le gain augmente avec la longueur de la fibre amplificatrice et ceci, quelle que soit la longueur d'onde. Cette constatation nous permet d'avancer que les longueurs de fibre utilisées sont inférieures à la longueur optimale (paragraphe II.4.4). Pour une longueur de fibre donnée, et pour une longueur d'onde fixée, on obtient un niveau de gain d'autant plus élevé que la puissance du signal est faible. Ce comportement est tout à fait similaire à celui d'un amplificateur utilisant une FSI. Enfin, on

peut noter que, pour une longueur de 4,85m et pour une puissance de signal de -34,5dBm, le gain à 1536nm est de 21,2dB alors qu'il est de 21,3dB à 1534nm. Cette anomalie est probablement due à une erreur de mesure pendant la manipulation mais compte tenu de la méthode suivie, il n'a pas été possible de la refaire. Enfin, la courbe de gain obtenue pour 10,85m de fibre amplificatrice avec une puissance de signal de -50dBm (figure IV.28) présente un pic à 1535nm plus étroit que pour des longueurs de 3,35m et 4,85m. Cette différence, qui n'est pas très significative, est imputée aux incertitudes de la mesure, comme nous pouvons le voir avec les barres d'incertitudes placées sur la courbe.

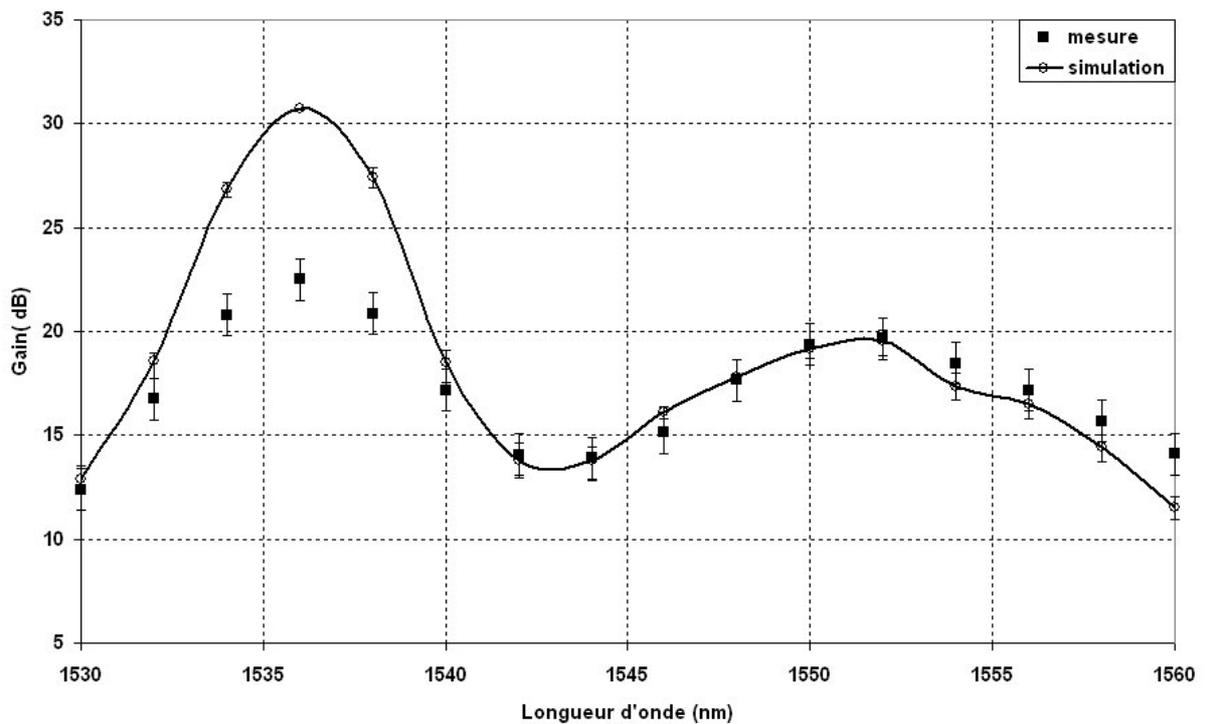
Nous allons maintenant comparer ces résultats avec ceux fournis par notre logiciel de simulation d'amplificateurs optiques.

### *IV.2.5.3. Comparaison des résultats pratiques et théoriques*

Le logiciel de simulation a été validé préalablement en comparant des résultats théoriques et expérimentaux dans le cas d'amplificateurs optiques utilisant des FSI dopées erbium [45]. Nous allons maintenant confronter les résultats présentés au paragraphe précédent avec ceux obtenus avec notre logiciel pour un amplificateur utilisant une FMAS. Pour cela, nous utilisons bien sûr les caractéristiques de la fibre H042. Les données obtenues expérimentalement (absorption de la pompe, sections efficaces d'émission et d'absorption) sont intégrées au logiciel de simulation. La plupart de ces données présentent des incertitudes liées à la mesure. Les incertitudes sur la longueur de fibre (de l'ordre de 0,3%) et sur la puissance de signal injecté (inférieure à 1%) sont considérées comme négligeable. Les incertitudes sur les sections efficaces d'absorption et d'émission peuvent atteindre respectivement 5 et 10%, comme nous avons pu le voir dans le paragraphe IV.2.4.3. Ces valeurs sont importantes et ont une influence sur la justesse et la précision des résultats obtenus en simulation. Un autre paramètre qu'il est difficile d'évaluer précisément est la puissance de pompe couplée sur les modes d'ordres supérieurs et qui ne participent pas à l'amplification.



**Figure IV.32** : Courbes de gain calculé et mesuré de la fibre H042 pour une longueur de 3,35m de fibre amplificatrice ( $P_{\text{sin}} = -50\text{dBm}$ ,  $P_p = 80\text{mW}$ ).



**Figure IV.33** : Courbes de gain calculé et mesuré de la fibre H042 pour une longueur de 10,85m de fibre amplificatrice ( $P_{\text{in}} = -34,5\text{dBm}$ ,  $P_p = 80\text{mW}$ ).

Pour les simulations, j'ai utilisé les paramètres mesurés expérimentalement. La puissance de pompe est de 80mW et celle du signal pour chaque longueur d'onde est soit de -50dBm soit de -34,5dBm. Les longueurs de fibres sont de 3,35m, 4,85m et 10,85m. Les figures IV.32 et IV.33 montrent deux comparaisons de courbes de gain calculé et mesuré, l'une pour une longueur de fibre H042 de 3,35m avec  $P_{\text{sin}} = -50\text{dBm}$ , l'autre pour une longueur de 10,85m avec  $P_{\text{sin}} = -34,5\text{dBm}$ . Les autres comparaisons sont présentées en Annexe 4.

Pour une longueur de 3,35m de fibre amplificatrice avec ( $P_{\text{in}} = -50\text{dBm}$ ), la figure IV.32 permet de constater que les courbes expérimentale et théorique concordent très bien aux incertitudes de mesures près. Il en est de même lorsque  $P_{\text{in}} = -34,5\text{dBm}$  comme le montre la figure A.4.1 reportée en Annexe 4.

Pour une longueur de 10,85m, avec une puissance de signal de  $P_{\text{in}} = -34,5\text{dBm}$ , la figure IV.33 permet de constater que la plupart des points de mesures concordent avec les valeurs calculées aux incertitudes près. Cependant, pour les longueurs d'onde de 1534nm, 1536nm et 1538nm, on note de très forts écarts entre simulation et mesure compris entre 6 et 8dB en fonction de la longueur d'onde considérée (sans tenir compte des incertitudes). L'observation de l'allure de la courbe expérimentale de la figure IV.33 laisse penser que la puissance de pompe, pour cette longueur de fibre, est trop faible pour obtenir une inversion de population élevée, ce qui entraîne la réabsorption des rayonnements proches de 1535nm. On se trouve alors en présence d'un amplificateur fonctionnant en quasi-quatre niveaux qui favorise l'amplification des longueurs d'onde élevées (proches de 1560nm).

En simulation, au contraire, l'allure du gain laisse supposer que l'inversion de population est suffisante pour que le rayonnement à 1536nm ne soit pas réabsorbé par l'erbium.

Cette différence peut s'expliquer par une mauvaise estimation de l'évolution de la puissance de pompe le long de la fibre. Dans notre cas, la FMAS H042 étant multimode à 980nm, une partie de la puissance de pompe peut être couplée sur les modes d'ordres supérieurs peu absorbés par l'erbium. Si le logiciel de simulation prend bien en considération l'absorption de l'onde de pompe portée par le mode fondamental le long de la fibre, il ne peut pas tenir compte du fait qu'une partie significative de la puissance de pompe injectée peut-être couplée dans les modes d'ordres supérieurs, ou dans des modes à fuites dont l'énergie est

perdue au bout de quelques mètres de propagation (environ 2m d'après les mesures faites au paragraphe IV.2.4.1). Il est très difficile d'estimer la fraction de l'énergie de pompe qui n'est pas couplée dans le mode fondamental puisqu'elle dépend notamment des conditions d'injection du flux lumineux dans la fibre amplificatrice. Nous avons relevé l'existence de ces modes à fuite au paragraphe IV.2.4.1 mais les pertes qui leur étaient imputables alors pouvaient être différentes des pertes subies lors des mesures de gain, du fait de conditions d'excitation différentes.

Sur l'ensemble des comparaisons présentées en Annexe 4, on remarque que le meilleur accord entre la simulation et la mesure, quelle que soit la puissance de signal, est obtenu pour une longueur de fibre de 3,35m. Pour les longueurs de 4,85m et 10,85m, on n'obtient un bon accord entre simulation et mesure qu'aux longueurs d'onde supérieures à 1540nm. Par contre, autour de 1535nm, on observe un désaccord au niveau du pic de gain. Ces courbes viennent nous conforter dans l'hypothèse que nous avons faite sur l'évolution de la puissance de pompe. Notons que pour une longueur de 4,85m et une puissance de signal  $P_{in} = -34,5\text{dBm}$ , l'écart entre les pics à 1536nm (environ 8,5dB) n'a pas de signification à cause d'une erreur sur la valeur mesurée du gain que nous avons déjà mentionnée plus haut (paragraphe IV.2.5.2).

Les comparaisons présentées ci-dessus ne nous permettent pas de valider de manière irréfutable les résultats fournis par notre logiciel dans le cas d'un amplificateur optique utilisant une FMAS dopée. Lors des premières validations [45] avec des FSI amplificatrices, les calculs avaient été effectués avec des données expérimentales bien connues, précises et fiables (puissance de pompe, sections efficaces d'émission et d'absorption) ce qui avait permis d'obtenir un bon accord entre les résultats fournis par le logiciel et les résultats expérimentaux. Dans notre cas, les incertitudes sur les mesures des sections efficaces ainsi que sur l'évolution de la puissance de pompe dans la FMAS influent de manière significative sur les courbes de gain, ce qui explique le désaccord observé sur certaines courbes. Pour une faible longueur de fibre amplificatrice (3,35m), des modes à fuites sont présents dans le guide mais ne sont pas pris en compte dans les simulations. La puissance de pompe utile  $P_u$  est alors inférieure à la puissance de pompe en entrée  $P_p$  et on devrait donc observer un désaccord entre la simulation et l'expérience, ce qui n'est pas le cas sur la figure IV.32. Ceci est dû au fait que la puissance réellement injectée est suffisante pour obtenir la saturation du gain sur la courte longueur de fibre considérée. Un bon accord entre la simulation et l'expérience est donc obtenu malgré cette mauvaise estimation de  $P_p$ . Par contre, pour une plus grande longueur de

fibres,  $P_u$  ne permet plus d'obtenir une saturation du gain dans la totalité de la fibre ce qui explique que les courbes de gains calculées avec  $P_p > P_u$  ne sont plus en accord avec les résultats expérimentaux.

Au cours de ce paragraphe, nous avons validé par des comparaisons entre mesures et simulations divers résultats fournis par notre logiciel de simulation d'amplificateurs appliqué au cas d'une FMAS. Cependant, ce logiciel utilise des données expérimentales parfois incertaines et/ou imprécises, qui induisent une incertitude significative sur les résultats qu'il fournit. Ces incertitudes, en particulier sur les sections efficaces et la puissance de pompe utile, expliquent le désaccord qui a pu être observé entre certains résultats de simulation et la mesure.

### IV.3. Etude de FMAS à arrangement triangulaire large cœur

La dernière partie de cette étude porte sur les FMAS à large cœur telles que celles étudiées au paragraphe III.5 dans lesquelles la première couronne de trous est supprimée et remplacée par de la silice. Dans ce paragraphe, nous nous intéresserons dans un premier temps à la fabrication et à la caractérisation d'une FMAS à large cœur dans notre équipe et nous comparerons les résultats des mesures avec ceux issus de la simulation. Enfin, nous évoquerons un projet en cours de réalisation d'une FMAS à large cœur dopée erbium telle que celle décrite dans le paragraphe III.5.

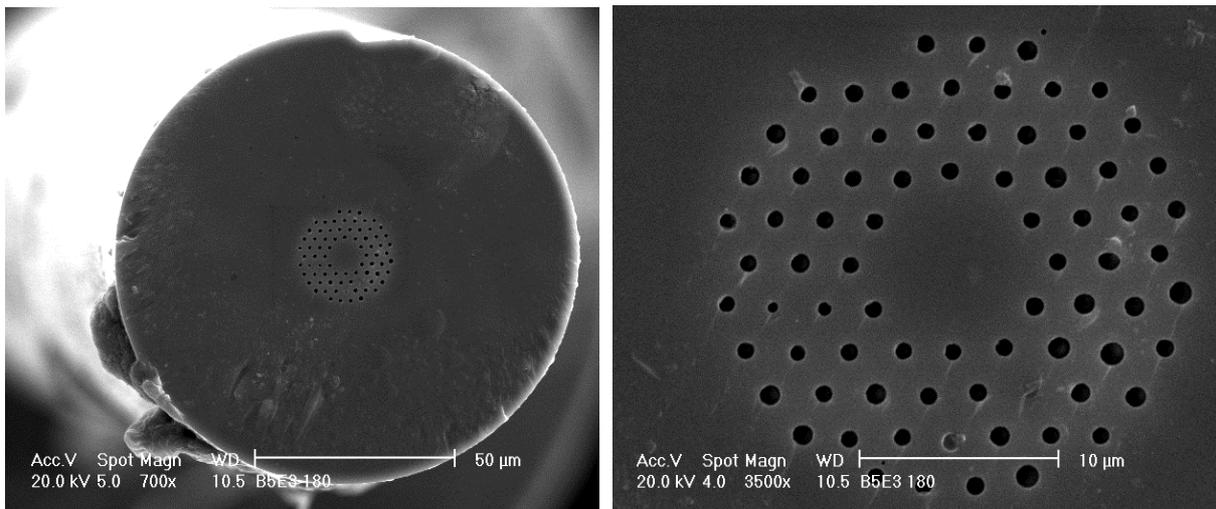
#### IV.3.1. FMAS à large cœur passive

Notre objectif final est de fabriquer une FMAS à large cœur dopé erbium. Pour assembler la préforme de cette fibre, il nous faut disposer d'un barreau dopé de 5mm de diamètre obtenu par compression d'un barreau dopé classique. L'obtention d'un tel barreau est très délicate et compte tenu des difficultés de fabrication des FMAS (voir paragraphe IV.1), nous avons décidé, pour étudier le guide du point de vue des caractéristiques de propagation, de réaliser dans un premier temps une FMAS à large cœur passive. Cette étape

nous a permis d'identifier précisément les paramètres de fibrage nécessaires à l'obtention de cette FMAS et ces informations seront mises à profit ultérieurement pour fabriquer une FMAS à large cœur active.

*IV.3.1.1. Caractéristiques géométriques de la FMAS à large cœur (dénomination W1)*

La préforme est réalisée suivant les nouveaux procédés de fibrage en deux étapes que nous avons évoqués dans le paragraphe IV.1.4. Le barreau central a été usiné à l'IRCOM à partir d'un cylindre de silice pure de diamètre 10mm, pour obtenir un hexagone dont la distance entre plats est de 5mm. Les capillaires utilisés avaient un diamètre extérieur de 2mm et un diamètre intérieur de 0,2mm. La préforme est composée de 4 couronnes de capillaires autour du barreau central. La fibre obtenue a ensuite été observée au MEB. Les images de la section transverse de cette FMAS (baptisée W1) sont présentées sur la figure IV.34.



**Figure IV.34:** Images MEB de la section transverse de la FMAS à large cœur W1.

Sur la figure IV.34, on observe bien un cœur de grande dimension entouré par 4 couronnes de trous. On peut noter que certains trous ont été rebouchés au cours de l'étirage de la préforme, principalement sur la dernière couronne mais également sur la deuxième. On remarque également que les dimensions des trous varient. Par exemple, le diamètre des trous d de la première couronne est de l'ordre de 0,8μm alors que sur la deuxième couronne,

certaines trous peuvent avoir des diamètres de l'ordre de  $1\mu\text{m}$ . Le pas du réseau quant à lui est plus régulier et on obtient une valeur moyenne  $\Lambda = 2,4\mu\text{m}$ . Le rapport  $d/\Lambda$  ne peut être déterminé précisément mais il est de l'ordre de 0,35. Deux causes principales ont été identifiées pour expliquer le manque de régularité du diamètre des trous. En premier lieu, les capillaires utilisés sont des capillaires du commerce non triés et leur diamètre interne est compris entre 0,17mm et 0,25mm. L'autre raison tient à la température de fibrage. En effet, pour maintenir ouverts les petits trous de la gaine, il faut que la température appliquée soit la plus basse possible. Mais d'un autre côté, comme les bords du manchon de la canne sont épais, il est nécessaire de fibrer l'ensemble à une température suffisante pour éviter une rupture. Cette température s'avère trop élevée au regard de celle qui permettrait de conserver une bonne uniformité des diamètres des trous.

Pour fonctionner en régime monomode aux longueurs d'onde de travail, une FMAS large cœur du type de la fibre W1 doit présenter un rapport  $d/\Lambda \leq 0,3$ . Or, pour la fibre W1, ce rapport est de l'ordre de 0,35 ce qui laisse penser que plusieurs modes pourront être guidés à 980nm et autour de 1550nm.

L'objectif du paragraphe suivant est d'étudier numériquement et expérimentalement les modes qui peuvent être guidés par la structure.

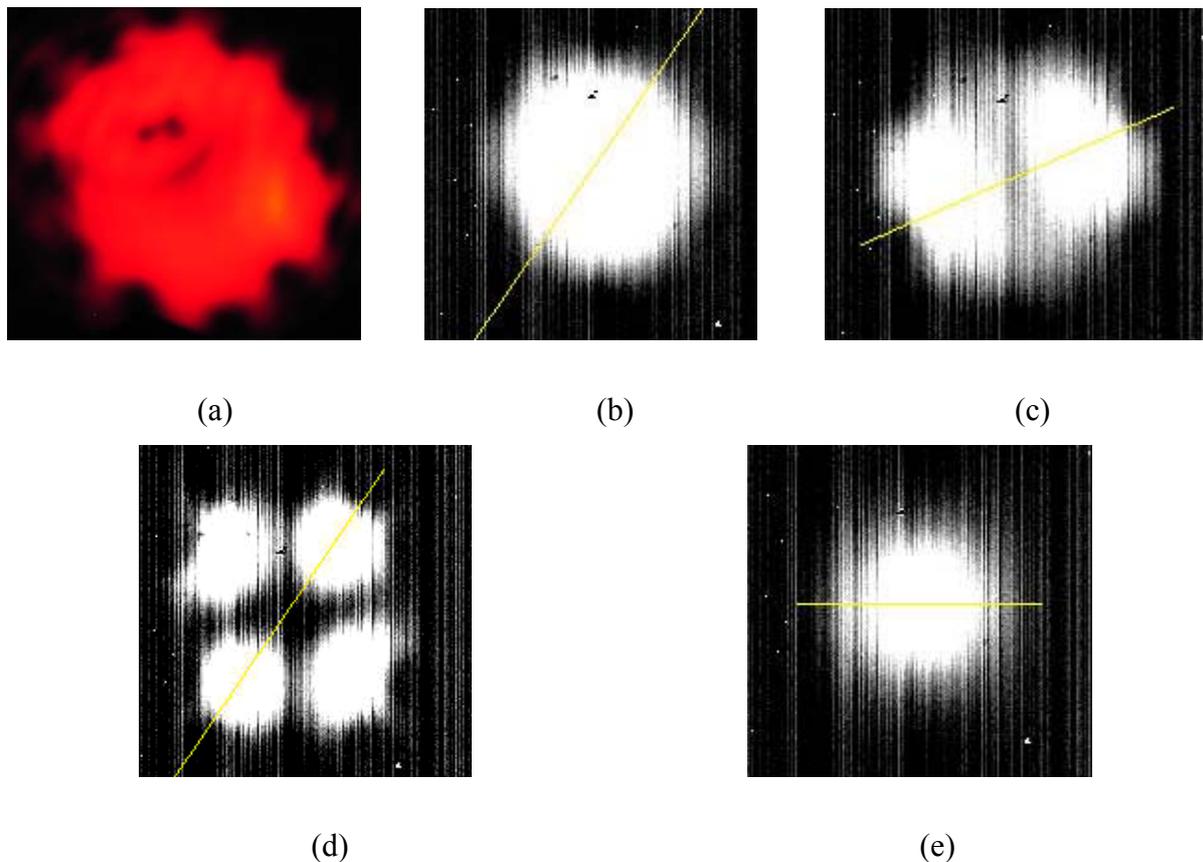
#### *IV.3.1.2. Etude modale expérimentale de la fibre W1*

Cette étude est basée sur l'imagerie du champ proche en sortie de la fibre W1 pour différentes longueurs d'onde de travail. Le premier rayonnement, issu d'un laser HeNe ( $\lambda = 632,8\text{nm}$ ), est injecté via un objectif de microscope de grossissement x40 dans environ 2m de la fibre étudiée.

Un objectif de grossissement X100 placé en sortie de fibre permet de réaliser une image du champ proche issu de la fibre W1. Le résultat est présenté sur la figure IV.33 (a). L'image du champ proche en sortie de fibre à 632,8nm permet de localiser la première couronne de trous autour du large cœur de la FMAS. Nous pouvons remarquer que la fibre présente un caractère multimode à cette longueur d'onde. Le pas du réseau de la FMAS W1 étant de  $2,4\mu\text{m}$  et  $d/\Lambda = 0,35$ , il n'est pas surprenant que plusieurs modes puissent être guidés dans la fibre à 632,8nm.

Bien que la FMAS W1 soit passive, nous avons voulu connaître quels modes pouvaient être guidés aux longueurs d'onde de travail d'un amplificateur  $\text{Er}^{3+}$  (980nm et 1550nm) par la structure et confronter ces résultats avec ceux fournis par nos outils de simulation. Ces rayonnements sont délivrés par des diodes lasers fibrées et injectés en alignant la fibre d'amenée avec la FMAS W1. Les images en champ proche, en sortie de fibre, ont été visualisées à l'aide d'une caméra LCD.

Les résultats obtenus pour le rayonnement de 980nm sont présentés sur les figures IV.35 (b), (c) et (d).



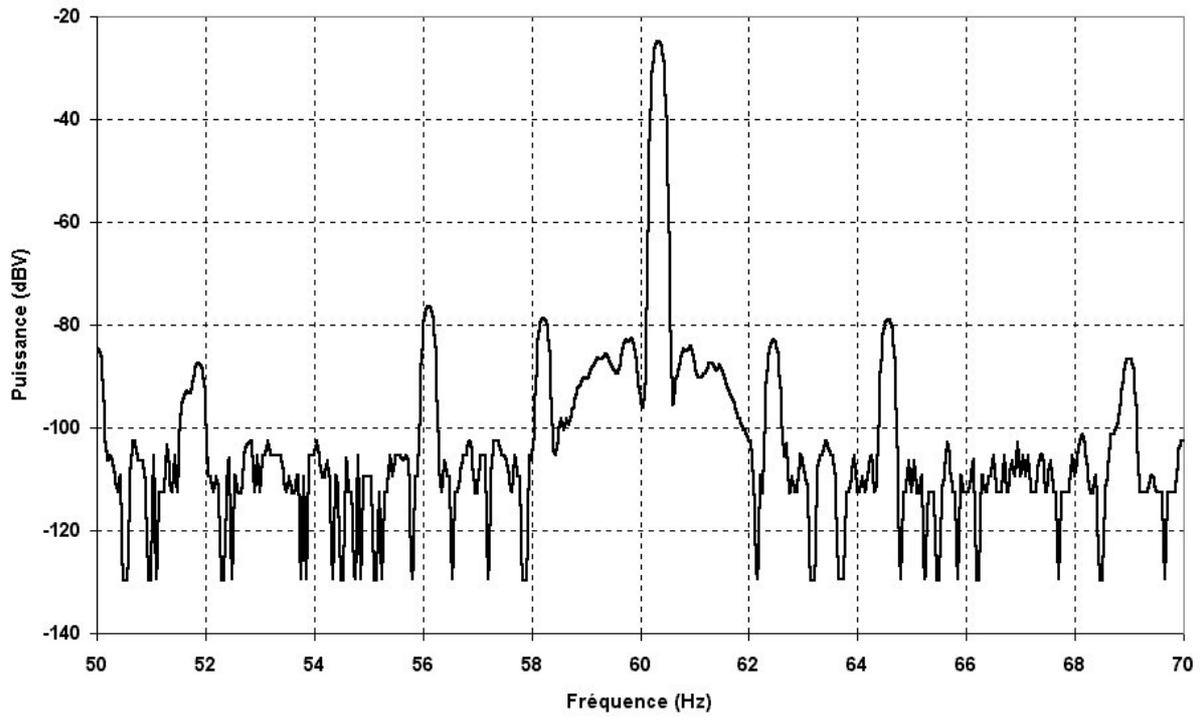
**Figure IV.35:** Champ proche en sortie de fibre W1 à 633nm (a) ; à 980nm : mode fondamental (b), premier mode d'ordre supérieur (c) et second mode d'ordre supérieur (d) ; à 1550nm (e).

En décalant l'injection à 980nm, nous avons excité successivement les trois premiers modes guidés par la FMAS. Les simulations relatives aux FMAS à large cœur menées au paragraphe III.4.3.1 montre qu'une FMAS de pas  $\Lambda > 2\mu\text{m}$  avec rapport  $d/\Lambda > 0,3$  présentait un caractère multimode à 980nm. Les résultats issus de l'observation du champ proche à 980nm sont donc en accord avec ces simulations.

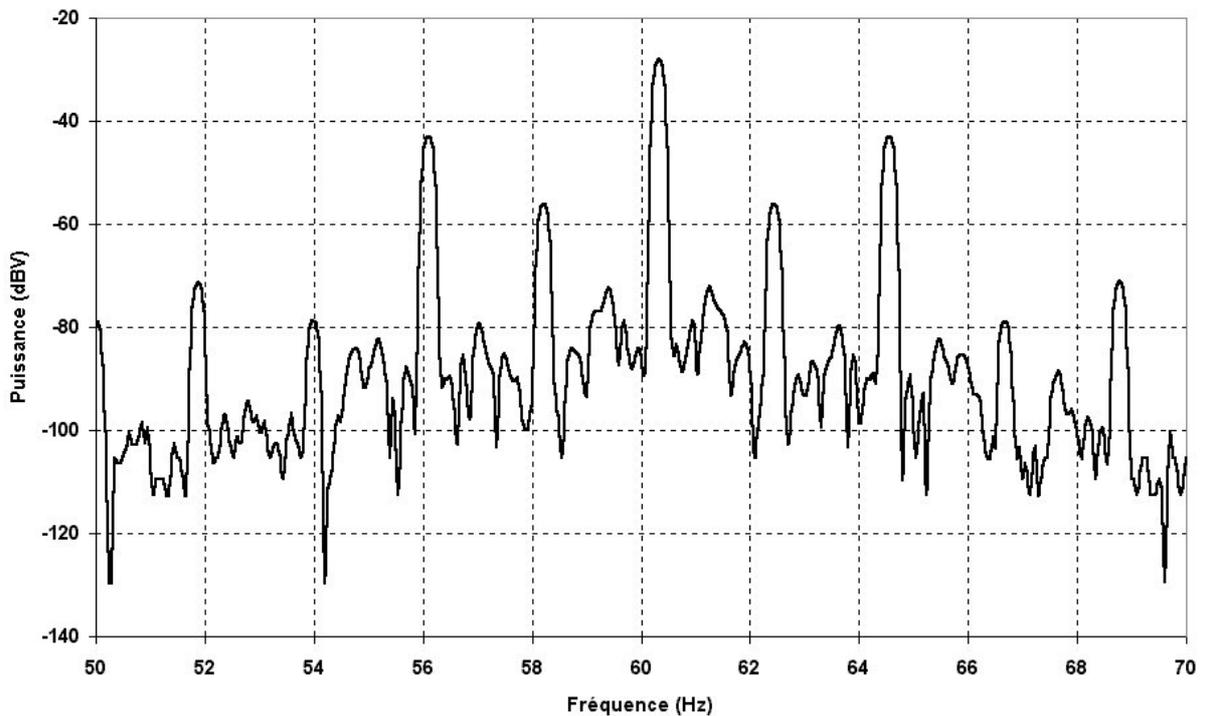
Avec la diode laser émettant à 1550nm, seul un champ semblable au mode fondamental a été observé en sortie de fibre. Ce champ est présenté sur la figure IV.35 (e). Cependant, cette observation seule ne nous permet pas de conclure avec une totale certitude que seul le mode fondamental peut être guidé. Une étude complémentaire basée sur l'analyse azimutale du champ émergent à l'aide du banc de mesure de la longueur d'onde de coupure du deuxième mode s'avère nécessaire pour compléter cette étude modale à 1550nm.

#### *IV.3.1.3. Recherche des modes guidés à 1550nm*

Un échantillon de 2m de fibre W1 a été placé sur le banc de mesure de la longueur d'onde de coupure du deuxième. Un rayonnement à 1550nm, émis par une diode laser, est modulé par un signal sinusoïdal de fréquence  $f_c = 60\text{Hz}$  puis injecté par proximité dans la fibre sous test. La fréquence de rotation  $f_0$  de la fente est de l'ordre de 2Hz. L'injection a dans un premier temps été centrée (figure IV.36.(a)) puis décalée par rapport au centre de la FMAS W1 pour exciter sélectivement le premier mode d'ordre supérieur à symétrie de  $\pi$  (figure IV.36.(b))



(a)



(b)

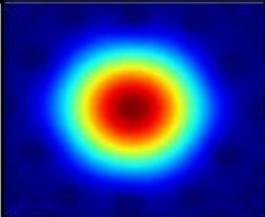
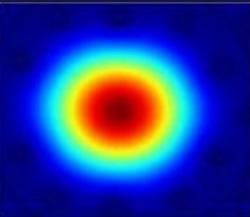
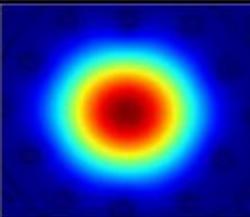
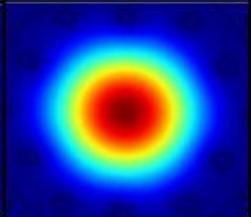
**Figure IV.36** : spectres du signal modulé par la fente et détecté en sortie de FMAS W1 à 1550nm : (a) injection centrée, (b) injection décalée.

Lorsque l'injection est centrée sur le cœur de la FMAS, on note que l'écart entre la raie fondamentale et les raies latérales situées à  $f_c \pm 2f_0$  est de l'ordre de 54dBV. Dans ces conditions d'injection, seul le mode fondamental est excité. Nous avons à nouveau relevé le spectre modulé par la fente en rotation en sortie de fibre W1 après avoir décalé le point de focalisation sur la face d'entrée. Les résultats présentés sur la figure IV.36 (b) montrent que l'écart entre la raie centrale et les raies latérales situées à  $f_c \pm 2f_0$  est maintenant de l'ordre de 15dBV. La différence entre les hauteurs des raies est nettement inférieure à 34dBV, ce qui indique que le deuxième mode est excité dans ces conditions (Annexe 3). La FMAS W1 présente donc un caractère multimode autour de 1550nm.

#### *IV.3.1.4. Simulation des modes guidés par la fibre W1*

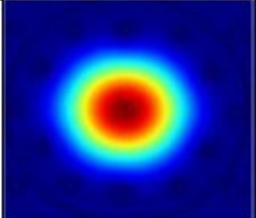
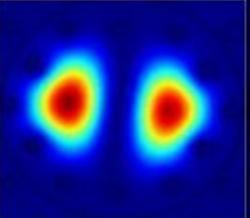
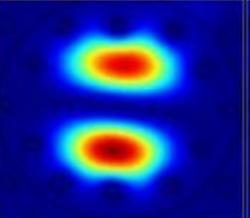
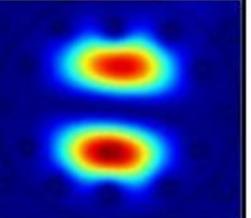
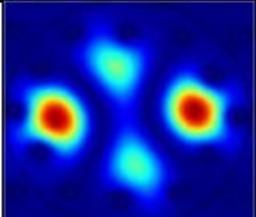
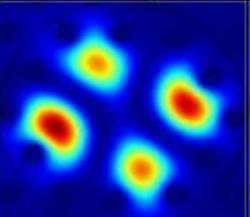
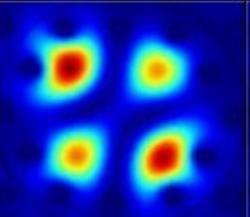
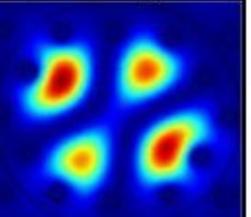
Comme pour la fibre H042, les résultats expérimentaux ont été comparés à ceux obtenus par la MEF. La simulation de cette structure avec le logiciel EMXD ne permet pas de modéliser la structure réelle. Il pourrait être envisageable de décrire la section transverse entière en dessinant chaque trou indépendamment mais malgré tout, il ne serait pas possible de décrire les trous de forme quelconque. De plus, la modélisation de la structure complète, compte tenu du large pas et du nombre de couronnes, obligerait à utiliser des tailles de mailles supérieures à  $\lambda/5$ , ce qui affecterait la précision des résultats obtenus. Pour ces raisons, la simulation de cette structure a été menée avec le logiciel Femlab.

L'image MEB de la fibre (présentée sur la figure IV.32) a été travaillée de manière à optimiser les contrastes entre les trous et la silice. Cette image permet alors de définir les domaines (air et silice) nécessaires au maillage de la fibre. A partir de ce maillage, le logiciel Femlab calcule les modes guidés dans la structure. Les modes fondamentaux à 980nm et à 1550nm issus de la simulation sont présentés dans le tableau IV.4.

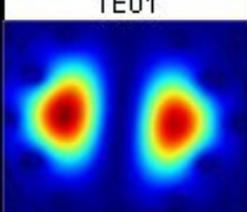
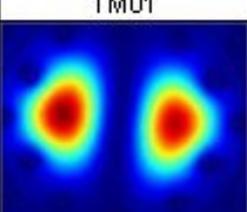
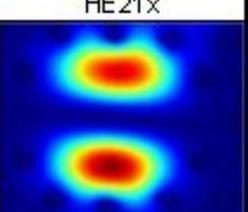
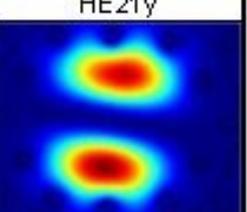
	980nm		1550nm	
	HE11x	HE11y	HE11x	HE11y
Distribution d'intensité				
$\beta$ (rad/mm)	9286.7820	9286.7310	5832.4985	5832.6282
$\epsilon$ eff	2.098084	2.098061	2.070203	2.070295
n eff	1.448477	1.448469	1.43882	1.438852

**Tableau IV.4** : Caractéristiques des modes fondamentaux obtenus avec Femlab pour la fibre W1 à 980nm et à 1550nm.

La simulation a également permis de décrire les modes d'ordre supérieurs présents aux deux longueurs d'onde de travail. Les résultats sont présentés dans le tableau IV.5.

	TE01	TM01	HE21x	HE21y
Distribution d'intensité				
$\beta$ (rad/mm)	9267.3120	9267.2510	9264.5510	9264.3440
$\epsilon$ eff	2.089296	2.089269	2.088051	2.087958
n eff	1.445440	1.445430	1.445009	1.444977
	EH11x	EH11y	HE31x	HE31y
Distribution d'intensité				
$\beta$ (rad/mm)	9241.5470	9240.9420	9240.4700	9240.1280
$\epsilon$ eff	2.077695	2.077423	2.077211	2.077057
n eff	1.441421	1.441327	1.441253	1.441200

(a)

	TE01	TM01	HE21x	HE21y
Distribution d'intensité				
$\beta$ (rad/mm)	5804.3661	5804.1066	5800.8272	5800.0773
$\epsilon_{eff}$	2.050280	2.050097	2.047781	2.047252
$n_{eff}$	1.43188	1.431816	1.431007	1.430822

(b)

**Tableau IV.5** : Modes d'ordre supérieurs déterminés numériquement avec Femlab pour la fibre W1 à 980nm (a) et à 1550nm (b).

A 980nm, les résultats de simulations montrent que les 8 premiers modes électromagnétiques peuvent exister dans la FMAS W1. Ces résultats sont en accord avec les observations du champ proche présentées au paragraphe IV.3.1.2.

A 1550nm, on note la présence des 4 premiers modes électromagnétiques d'ordre supérieur. Ce résultat est en accord avec les résultats expérimentaux présentés dans le paragraphe IV.3.1.3.

La FMAS à large cœur que nous venons de caractériser a un pas de  $2,4\mu\text{m}$  avec un rapport  $d/\Lambda$  de l'ordre de 0,35. Nous avons pu vérifier expérimentalement que cette fibre n'est pas monomode pour des longueurs d'onde de 980nm et 1550nm. Cette conclusion est en accord avec les calculs du paragraphe III.4.3.1, où nous avons montré qu'une FMAS à large cœur présente un caractère multimode lorsque le pas n'excède pas les  $2\mu\text{m}$  avec un rapport  $d/\Lambda > 0,3$ .

Une nouvelle campagne de fabrication devra donc être menée afin de réduire le pas de la fibre pour garantir une propagation monomode dès 980nm.

### IV.3.2. FMAS à large cœur active

Pour compléter notre étude nous avons voulu réaliser une FMAS à large cœur dopée erbium dont les caractéristiques correspondraient à celles données dans le paragraphe III.5. La réalisation d'un dopage uniforme par MCVD sur un tel diamètre est difficile à réaliser mais a pu être menée à bien récemment dans les laboratoires d'Alcatel à Marcoussis. Le barreau a été réalisé par compression d'une préforme dopée  $\text{Er}^{3+}$ . Le diamètre de la zone dopée est de 4mm et la différence d'indice par rapport à celui de la silice pure est de  $1,5 \cdot 10^{-3}$ . Afin de prendre en compte ce diamètre du barreau de 4mm (au lieu des 5mm comme prévu initialement), nous utiliserons des capillaires de diamètre extérieur 1,4mm ce qui permettra dans un même temps de réduire le pas du réseau jusqu'à une valeur inférieure à  $2\mu\text{m}$ . Le diamètre intérieur des capillaires sera de 0,15mm. Cette préforme est d'ores et déjà assemblée à l'IRCOM. L'étirage de la fibre sera réalisé dès réception du barreau dopé qui nous sera fourni prochainement.

## IV.4. Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons décrit les procédés de fabrication des FMAS mis au point au laboratoire. La réalisation de préformes de FMAS ne nécessite pas d'équipements lourds comme c'est le cas pour les techniques de dépôt en phase vapeur (paragraphe II.3.4).

La fabrication de ce type de fibre n'en demeure pas moins délicate. D'abord, l'arrangement des capillaires de la préforme doit être extrêmement régulier. Ensuite, au cours de l'étape de fibrage, la température, la vitesse de fibrage, la vitesse de descente de la préforme et la pression à l'intérieur et à l'extérieur des capillaires influent simultanément sur les caractéristiques optogéométriques de la fibre. Lorsque la pression n'est pas contrôlée, celle-ci dépend essentiellement de la température.

Pour tenter de fabriquer des FMAS avec un petit pas et/ou de petits diamètres de trous en une seule étape de fibrage, nous avons développé une méthode visant à maîtriser la pression à l'intérieur des capillaires. Malheureusement, nos travaux n'ont pas permis de conserver à ces trous une homogénéité suffisante des diamètres. Cependant, la méthode que nous avons développée est utilisée pour fabriquer des FMAS avec des trous de très large diamètre pour des applications aux capteurs par exemple.

Récemment, une seconde tour de fibrage a été installée au laboratoire. Elle permet d'effectuer des fibrages en deux étapes, ce qui ouvre la voie à la réalisation de FMAS à faible pas (de l'ordre de  $2\mu\text{m}$ ) avec des diamètres de trous inférieurs à  $1\mu\text{m}$ .

Dans le cadre de cette thèse, une collaboration entre le LPMC de Nice, l'IRCOM et Alcatel a permis la fabrication de la toute première FMAS dopée erbium en France. Bien qu'elle ne soit pas optimisée pour des applications à l'amplification optique, sa caractérisation expérimentale a permis une confrontation des nombreuses mesures avec les résultats fournis par nos logiciels de modélisation.

Sous réserve de modéliser la fibre réelle en tenant compte des imperfections géométriques de sa section droite, nous avons constaté un bon accord entre la nature et la distribution des modes calculés et des modes observés à la sortie de cette fibre, autant à  $980\text{nm}$  qu'à  $1550\text{nm}$ .

En ce qui concerne le calcul des performances attendues en terme d'amplification (gain, facteur de bruit), nous avons utilisé un logiciel de simulation développé au sein de notre équipe qui avait été validé pour des FSI amplificatrices à partir de données (sections efficaces d'émission et d'absorption, évolution de la puissance de pompe) bien connues. Pour simuler le comportement de la fibre H042, nous avons utilisé des données expérimentales telles que la puissance de pompe utile en entrée, les sections efficaces entachées d'incertitudes parfois considérables. Malgré tout, les résultats expérimentaux sont, pour la plupart, en bon accord avec les simulations. Les désaccords observés, en particulier pour les amplificateurs de grande longueur, peuvent facilement être expliqués par les incertitudes mentionnées plus haut.

Enfin, nous avons fabriqué et caractérisé une FMAS à large cœur passive en vue de préparer la réalisation prochaine d'une FMAS à large cœur dopé  $\text{Er}^{3+}$ . La fibre fabriquée présente un pas de  $2,5\mu\text{m}$  et un diamètre de trous de l'ordre de  $0,8\mu\text{m}$  et les dimensions des trous ne sont pas parfaitement régulières. La caractérisation de cette fibre (W1) a montré que la structure guide le deuxième mode aussi bien à la longueur d'onde pompe qu'à celle du signal. Pour la FMAS à large cœur active, il faudra concevoir une nouvelle préforme avec des capillaires triés en fonction de leur diamètre interne, et fixer des paramètres de fibrage permettant de réduire à la fois le pas et le diamètre des trous ( $1,6\mu\text{m}$  et  $0,5\mu\text{m}$  respectivement). Cette fibre aura alors un comportement monomode aux différentes longueurs d'onde de travail.



## **CONCLUSION GENERALE**



## Conclusion générale

Le travail présenté dans ce mémoire a pour ambition d'évaluer le potentiel des fibres microstructurées air/silice (FMAS) à cœur dopé aux ions  $\text{Er}^{3+}$  pour des applications à l'amplification optique, en particulier dans le domaine des télécommunications.

La motivation première de cette étude trouve son origine dans les conditions originales de la propagation dans les FMAS qui, bien qu'elles soient régies par le principe de réflexion totale interne comme dans les fibres classiques, se distinguent de plusieurs manières : en particulier, pour peu que le rapport entre le diamètre des trous dans la gaine et le pas du réseau reste inférieur à une certaine limite, les FMAS fonctionnent en régime monomode sur une très large bande spectrale, même si les dimensions de la zone de cœur sont grandes devant celles des cœurs des fibres monomodes usuelles. D'autre part, l'extension latérale transverse des champs aux longueurs d'onde de pompe et de signal particulière dans les FMAS est a priori favorable à une meilleure efficacité de l'amplificateur.

Au début de cette étude, très peu de résultats avaient été publiés sur les FMAS actives et un important travail de recherche exploratoire incluant la modélisation, la fabrication et la caractérisation était à effectuer : c'est dans ce contexte que s'est situé mon travail.

Les deux premiers chapitres de ce mémoire ont pour but de rappeler les principales propriétés connues des FMAS d'une part, des amplificateurs à fibres d'autre part, afin de développer et d'étayer l'argumentaire développé plus haut.

Le début de l'étude théorique du chapitre III a montré que la méthode approchée de l'indice moyenné (MIM) mise au point au laboratoire, permettait de calculer rapidement les indices effectifs des modes guidés dans la plupart des FMAS avec une précision d'autant plus acceptable que le cœur de la fibre est grand, que la proportion d'air dans la gaine est faible et que la longueur d'onde est courte. Compte tenu que la MIM traduit correctement l'évolution spectrale de l'indice effectif des modes, elle peut aussi être utilisée pour calculer la dispersion chromatique. En revanche, comme elle ne peut pas décrire les variations azimutales des champs, elle ne sera pas utilisée pour les calculs nécessaires des intégrales de recouvrement entre modes guidés et zones dopées des FMAS actives. Pour ce travail, nous nous sommes

## Conclusion générale

turnés vers une méthode de modélisation basée sur la méthode des éléments finis (MEF) initialement mise au point au laboratoire dans le groupe Circuits et Dispositifs Microondes, et adaptée aux FMAS dans notre équipe par Ambre Peyrilloux. Les distributions de champ fournies par la MEF ont permis de calculer les facteurs de recouvrement à différentes longueurs d'onde entre les modes guidés et une zone active placée au centre du cœur de la FMAS. En parallèle, un logiciel existant dans l'équipe pour simuler l'amplification dans les fibres dopées  $\text{Er}^{3+}$  a été pris en charge. Les facteurs de recouvrement sont des données d'entrée de ce logiciel. Ainsi, en couplant ces deux outils de simulation, j'ai pu évaluer le gain potentiel de différentes structures de FMAS dopées  $\text{Er}^{3+}$ .

La première FMAS de ce type envisagée était une fibre microstructurée classique avec un arrangement triangulaire de trous autour d'un cœur dont le centre était dopé  $\text{Er}^{3+}$ . Nos travaux sur cette fibre ont montré que, contrairement à nos espoirs, une telle structure classique ne permet pas l'obtention de facteurs de recouvrement meilleurs que dans les amplificateurs classiques à la fois aux longueurs d'onde de pompe et de signal. La cause principale en est que la technique de fabrication des FMAS par assemblage de tubes et de barreaux de même diamètre ne permet pas de réaliser une zone dopée centrale de section suffisante (son diamètre est au plus égal au pas du réseau).

Dans un deuxième temps, nous avons cherché à exploiter les possibilités offertes par la technique d'assemblage des préformes pour concevoir une FMAS avec un cœur composé de sept barreaux élémentaires avec des co-dopages (aluminium, germanium, etc.) différents. Le but visé était de profiter des sections efficaces d'émission différentes de chacun de ces barreaux pour élargir la bande spectrale d'amplification de la fibre au-delà de la bande C en direction de la bande L. Pour mener à bien cette étude, le logiciel de simulation de l'amplification a été profondément remanié. Trois types de barreaux élémentaires (dits de Type I, Type III, Type L) ont été associés avec différents arrangements. Nos conclusions sont qu'une extension significative du domaine d'amplification en direction de la bande L ne peut se faire qu'au détriment de l'amplification dans le bas de la bande C. On assiste donc à une translation de la courbe de gain, sans élargissement véritable. Ce résultat montre que les modifications des sections efficaces apportées par les co-dopants sont tout à fait secondaires face au comportement naturel de l'erbium qui est de type « trois niveaux ». La réabsorption des courtes longueurs d'onde au bénéfice des grandes, au-delà d'une certaine longueur de fibre, est donc inéluctable dans le type de FMAS à cœur hétérogène que nous avons étudié

## Conclusion générale

comme elle l'est dans une fibre dopée  $\text{Er}^{3+}$  classique. Le co-dopage ne permet pas de modifier suffisamment les sections efficaces de l'erbium pour obtenir la juxtaposition des bande d'émission.

Cependant, le travail qui a été mené n'a pas été vain. Un nouveau projet lancé dans l'équipe décline le concept que j'ai exploré ici : il s'agira de concevoir une source laser à fibre capable d'émettre plusieurs longueurs d'onde très distinctes grâce à l'emploi de zones actives dopées avec des terres rares différentes dans un même cœur monomode. La fibre pourra être une FMAS pompée par la gaine. L'outil de simulation développé au cours de la présente thèse pourra facilement être utilisé pour ce projet.

Enfin, à partir de la structure proposée pour la FMAS à cœur multibarreaux, une seconde voie a été explorée. Les sept barreaux sont remplacés par un large cœur hexagonal dopé qui formera le cœur de la fibre. Nous avons montré que dans notre cas, on peut obtenir aussi bien aux longueurs d'onde de pompe que de signal des facteurs de recouvrement très élevés (supérieurs à 90%), en conservant un régime monomode à ces longueurs d'onde. Nous avons démontré l'efficacité d'une telle fibre puisqu'elle permet de réduire de plus de 40% la longueur de fibre nécessaire à l'obtention d'un gabarit de gain donné, par rapport à une FSI amplificatrice classique. En terme de gain et de facteur de bruit, si l'on ne tient pas compte de la réduction de la longueur, les performances sont similaires à celles d'un amplificateur classique. Au regard de la difficulté de la réalisation et surtout du coût qu'elle induit, l'emploi d'une FMAS large cœur amplificatrice ne présente donc pas d'intérêt majeur pour les télécommunications. En revanche, si on considère les applications aux lasers, il est indéniable que la possibilité d'exploiter des gros volumes actifs (zone dopée de grande section) avec des longueurs de fibre plus courtes est du plus grand intérêt, comme le montrent les récents travaux de Richardson *et Al.* à l'Optoelectronics Research Center de Southampton [72]. De plus, la dispersion chromatique dans les FMAS peut-être gérée avec des degrés de liberté bien plus importants que dans les fibres classiques de sorte qu'une FMAS active à large cœur, efficace, et à très faible dispersion à la longueur d'onde d'émission semble réalisable pour fabriquer des sources d'impulsions brèves et puissantes. Ce sujet constitue l'une des perspectives ouvertes par cette thèse.

Les techniques de fabrication des FMAS ont également été présentées dans le dernier chapitre de ce mémoire. Au cours de ma thèse, les progrès réalisés dans ce domaine ont été significatifs.

## Conclusion générale

Une première voie explorée a consisté à étirer des préformes en appliquant une surpression maîtrisée dans les trous d'air afin de voir quelles limites technologiques cette méthode nous permettait de franchir. Les différents résultats obtenus ont montré que la fabrication d'une fibre contenant un nombre important de trous de petites dimensions serait délicate avec cette méthode à cause du comportement non élastique de la silice à la température de fibrage. Des irrégularités difficiles à maîtriser ont été constatées sur les diamètres des trous, notamment pour les fibres constituées de plusieurs couronnes. Cette méthode, abandonnée pour ce projet, reste cependant très utile pour la fabrication de fibres destinées à des applications aux capteurs.

Dans un second temps, nous avons dû trouver un moyen de disposer de barreaux dopés d'une section suffisante pour constituer un cœur dopé. Nous avons choisi d'extraire le cœur dopé d'une préforme de fibre fabriquée par MCVD. La combinaison de techniques d'abrasions mécanique et chimique a été mise en œuvre et développée dans ce but.

Dorénavant, une seconde tour de fibrage, spécialement consacrée à l'étirage de capillaires nous permet de disposer désormais des moyens de fabrication nécessaires à la réalisation des fibres à petits pas et faibles diamètres de trous.

Une FMAS à arrangement triangulaire avec un cœur dopée erbium a été fabriquée grâce à la collaboration du LPMC, de l'IRCOM et d'Alcatel. Il s'agit de la toute première fibre microstructurée dopée erbium fabriquée en France (fibre H042).

La caractérisation de la fibre H042 ( $\Lambda = 2\mu\text{m}$ ,  $d = 1,6\mu\text{m}$ , diamètre de la zone dopée :  $0,75\mu\text{m}$ ) a d'abord nécessité la détermination de nombreux paramètres structurels comme les dimensions des trous, du pas, de la zone dopée, les concentrations de dopants, les éventuelles variations d'indices induites par les dopages, etc. Puis nous avons mené une étude modale qui nous a prouvé, tant expérimentalement que par des simulations, que le deuxième mode est guidé à 980nm dans cette fibre. Ceci représente un inconvénient majeur et constitue une cause d'incertitude importante sur la puissance de l'onde à 980nm injectée, utile au pompage.

Après avoir évalué par des techniques classiques les sections efficaces d'absorption et d'émission de la zone active, nous avons calculé les courbes spectrales de gain attendues en fonction de la longueur de la fibre et de la puissance du signal injecté. Les résultats de ces simulations, confrontés aux mesures, montrent un bon accord dans de nombreux cas. Les écarts relevés, en particulier pour les grandes longueurs d'amplificateurs, sont essentiellement

## Conclusion générale

attribués aux incertitudes sur les paramètres nécessaires aux calculs et au fait qu'une part inconnue de l'onde de pompe se couple dans les modes à fuite et dans le deuxième mode. En petit signal, des gains supérieurs à 30dB autour de 1535nm ont été relevés.

Un barreau dopé de grande section, fabriqué par Alcatel, permettra très prochainement la fabrication de la fibre à large cœur active dont les caractéristiques optimisées ont été présentées dans le chapitre III de ce manuscrit. En vue de préparer cette fabrication, une fibre passive à large cœur hexagonal (fibre W1) a été élaborée au laboratoire. Mais les dimensions des trous et du pas sont trop grandes pour permettre un fonctionnement en régime monomode aux longueurs d'onde de travail. Pour la FMAS à large cœur active, les paramètres de fibrages seront modifiés pour réduire suffisamment ces dimensions.

Finalement, le travail exploratoire mené tout au long de cette thèse aura montré que, même si les performances espérées à l'origine n'ont pas été démontrées expérimentalement, plusieurs voies sont prometteuses : la réalisation de sources multilongueurs d'onde à FMAS contenant des zones dopées différemment d'une part, la fabrication de lasers efficaces monomodes à FMAS à large cœur d'autre part. Les outils de simulation développés au cours de cette étude seront utiles à ces projets. D'autre part, les techniques de fabrication des FMAS au laboratoire que nous avons contribué à faire progresser, atteignent maintenant une maturité suffisante pour que des fibres, dont les caractéristiques optogéométriques répondent convenablement à un cahier des charges spécifié, puissent voir le jour au laboratoire.



## **ANNEXES**

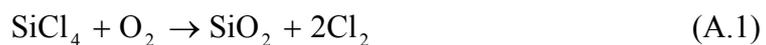


## Annexe 1 : Fabrication des fibres optiques dopées aux terres rares

Les fibres optiques sont fabriquées en étirant à très haute température (environ 1800°C) une préforme qui se présente comme un barreau de silice cylindrique de quelques centimètres de diamètre dont le profil opto-géométrique est homothétique à l'échelle macroscopique de la fibre que l'on souhaite réaliser. Le diamètre typique d'une fibre étirée est de 125µm. Avant de décrire les procédés d'incorporation des ions de terres rares au sein de cette préforme, nous allons rappeler les différentes étapes de fabrication des préformes en silice passives.

Une fibre optique classique est constituée d'une gaine optique et d'un cœur central dont l'indice de réfraction est supérieur à celui de gaine. Les modifications d'indice de la silice peuvent être obtenues en incorporant divers dopants dans la matrice vitreuse. Ainsi, le germanium, l'aluminium ou le phosphore permettent d'augmenter l'indice de réfraction du matériau tandis que le fluor ou le bore le diminuent.

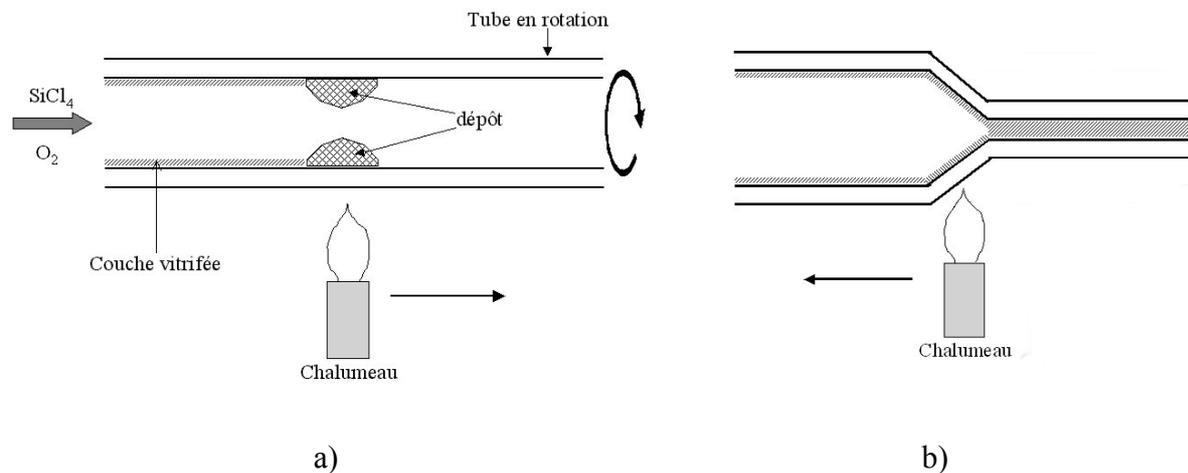
La silice peut être obtenue soit par oxydation (réaction A.1) soit par hydrolyse à la flamme (réaction A.2) d'un chlorure, suivant les réactions :



La méthode la plus couramment utilisée pour la fabrication des préformes est la méthode MCVD (Modified Chemical Vapour Deposition) [73]. On dispose d'un tube en silice mis en rotation autour de son axe à l'intérieur duquel sont envoyés des flux de gaz nécessaires aux réactions A.1 et A.2. Ces gaz réagissent entre eux pour créer un dépôt de silice sur les parois internes du tube. L'énergie nécessaire à cette réaction est apportée par la flamme d'un chalumeau en translation sous ce tube. Dans un second temps, le dépôt est vitrifié (figure A.1.1 a)). Cette technique permet de contrôler très précisément l'indice des couches déposées en jouant sur la concentration des dopants dans les gaz envoyés. La

distribution radiale de l'indice est représentative de celle attendue dans le cœur de la fibre finale. L'un des inconvénients de la méthode est que le tube a tendance à se déformer sous l'effet de la chaleur, ce qui peut nuire à la régularité de l'épaisseur des couches déposées. Lorsque la phase de dépôt est achevée, le tube est loin d'être rempli. Le tube est alors très fortement chauffé à l'aide du chalumeau tandis qu'une légère dépression est créée à l'intérieur. Sous l'effet de la chaleur et grâce à la chute de pression, le tube s'effondre sur lui-même : c'est l'opération de rétreint (figure A.1.1.b). Cette préforme pourra ensuite être étirée pour fabriquer la fibre optique (paragraphe II.3.4).

Dans le cadre de l'étude que nous avons menée, nous n'avons utilisé que des préformes fabriquées avec cette technique, soit au LPMC (Laboratoire de Physique de la Matière Condensée) à Nice, soit à Alcatel à Marcoussis. On peut cependant noter qu'il existe d'autres méthodes de fabrication des préformes telles que la Plasma Chemical Vapour Deposition (PCVD) ou encore l'Outside Vapour Phase Oxydation (OVPO) qui sont essentiellement exploitées au Japon, et qui ont pour principal avantage de produire des préformes de grande section en vue de l'étirage de très grandes longueurs de fibres [11].

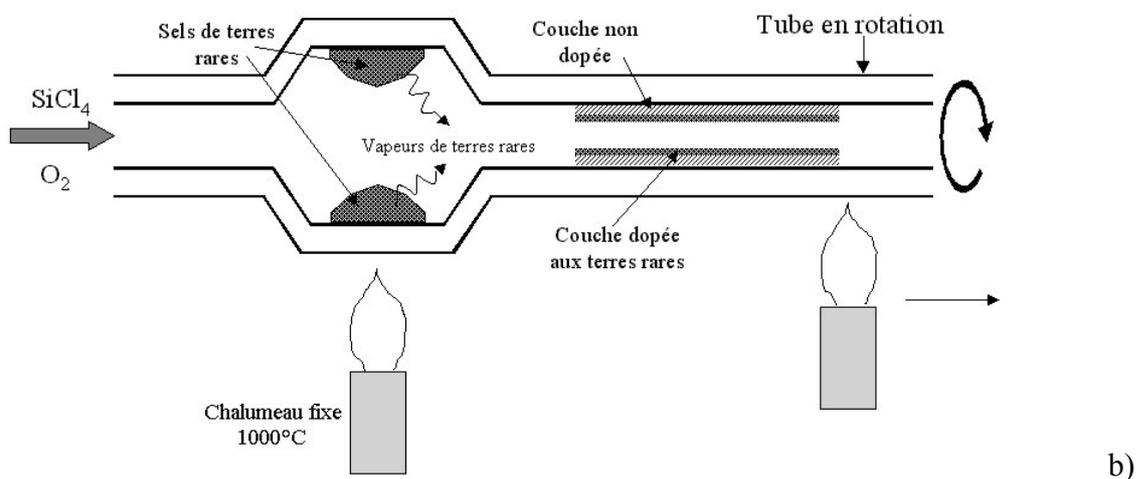
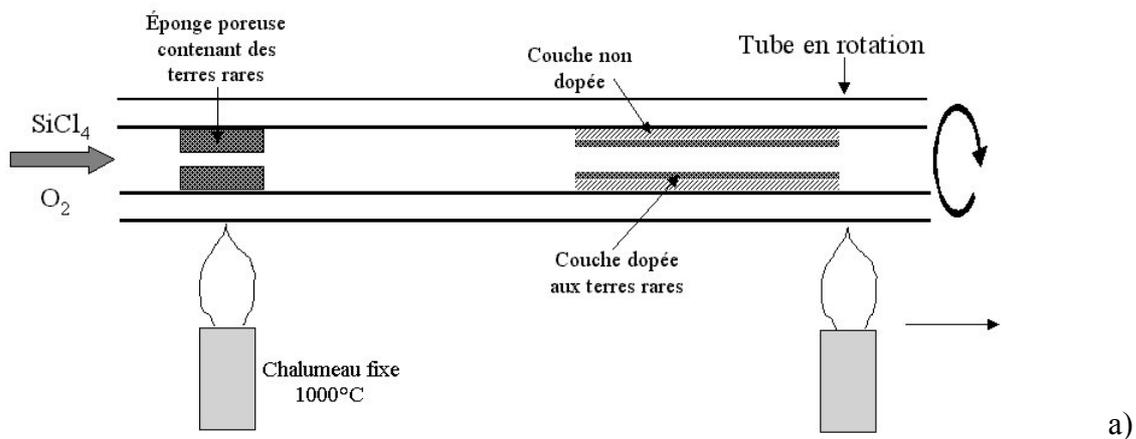


**Figure A.1.1** : a) opération de dépôt. b) Opération de rétreint (d'après [74]).

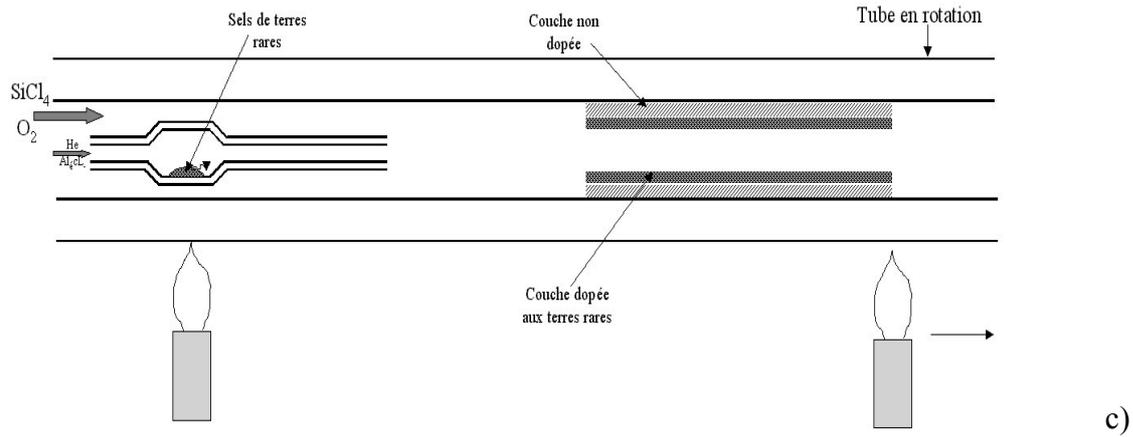
Les procédés courants de dopage aux terres rares s'appuient sur la MCVD. Nous allons présenter ici deux méthodes permettant de réaliser une préforme dont la région centrale est dopée aux terres rares.

### A.1. Dopage en phase vapeur

La gaine optique en silice pure correspond aux premières couches déposées par MVCD suivant le procédé expliqué précédemment. Le dopage aux terres rares a lieu au moment du dépôt des couches destinées à constituer le cœur. Les terres rares peuvent être incorporées dans une éponge de silice poreuse placée en amont du flux gazeux (figure A.1.2 a) [75]. Sous l'action d'une source de chaleur (de l'ordre de 900°C), l'éponge dégage des vapeurs de terres rares qui se mélangent au flux gazeux. Ce mélange gazeux crée un dépôt qui est ensuite vitrifié sur les parois du tube. Il est également possible de placer des sels fondus de terres rares dans une chambre en amont du tube (figure A.1.2 b) [76]. Une nouvelle fois, c'est l'action de la chaleur sur ces sels qui permet le dégagement de vapeurs de terres rares. Une variante de ce deuxième procédé consiste à placer la chambre dans un tube intégré au tube support (figure A.1.2 c) [77],[78]. Dans ce tube interne contenant les sels de terres rares est envoyé un halogénure d'aluminium afin de pouvoir réaliser un co-dopage aluminium permettant de faciliter l'incorporation des terres rares tout en apportant une augmentation de l'indice.



## Annexe 1 : Fabrication des fibres optiques dopées aux terres rares

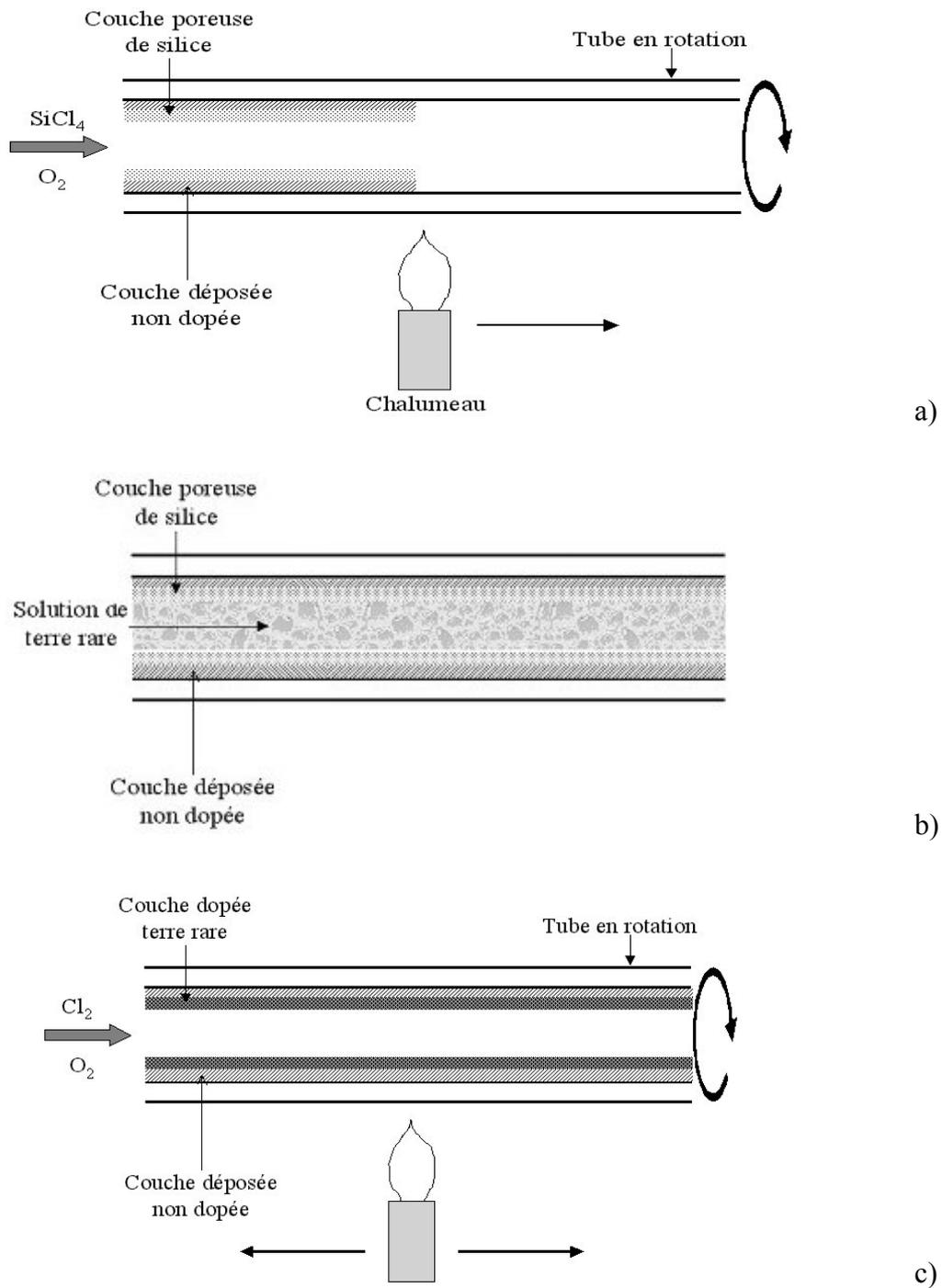


**Figure A.1.2 :** Incorporation de terres rares dans une préforme : a) à l'aide d'une éponge de silice poreuse, b) en utilisant des sels de terres rares placés dans une chambre, c) en utilisant des sels placés dans un tube interne pour la réalisation d'un co-dopage aluminium (d'après [79]).

### A.2. Dopage en phase liquide

Une deuxième technique de dopage nécessite tout d'abord le dépôt d'une couche poreuse de silice. Cette porosité est obtenue en utilisant une plus faible température que la normale lors de l'étape de vitrification (figure A.1.3 a)). Une solution contenant les ions de terres rares est ensuite drainée dans le tube durant quelques heures afin que les terres rares puissent s'incorporer à la silice poreuse (figure A.1.3 b)). Le tube est ensuite séché, à très forte température, à l'aide d'un mélange gazeux composé de  $\text{Cl}_2$  et de  $\text{O}_2$  (figure A.1.3 c)) [80]. Cette méthode permet également de réaliser des co-dopages aluminium/terres rares. Il faut préciser que l'étape de séchage est très importante et doit être opérée avec soin. En effet, si le séchage n'est que partiellement réalisé, des ions  $\text{OH}^-$  restent dans la préforme et ces ions affecteront les performances de la fibre optique notamment en terme de pertes linéiques (pertes de fond).

Annexe 1 : Fabrication des fibres optiques dopées aux terres rares



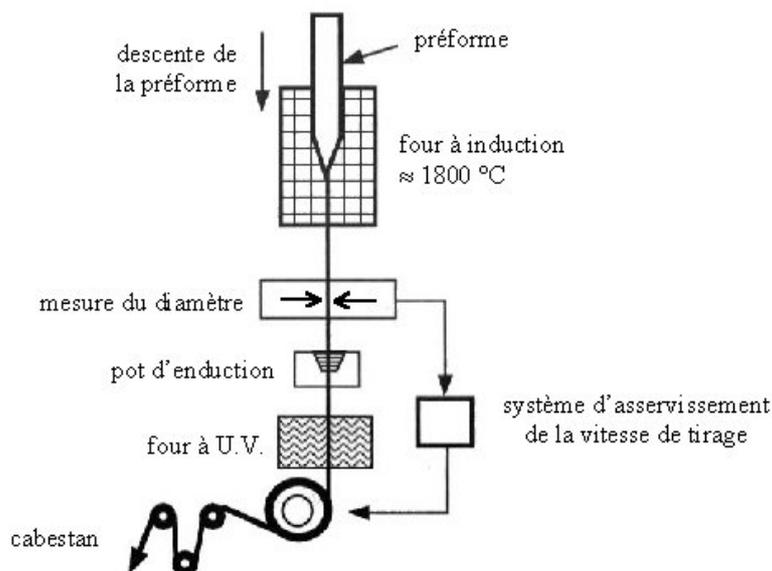
**Figure A.1.3 :** Dopage en phase liquide : a) dépôt d'une couche poreuse, b) introduction d'une solution de terres rares, c) opération de séchage (d'après [79]et [81]).

Quelle que soit la technique de dopage aux terres rares utilisée, une fois le dépôt terminé, la préforme subit une opération de rétreint telle que nous l'avons présentée plus haut dans ce paragraphe.

### A.3. Etirage de la préforme

Dans cette partie nous allons brièvement présenter le principe de l'étirage d'une préforme à l'aide d'une tour de fibrage (figure A.1.4) [11].

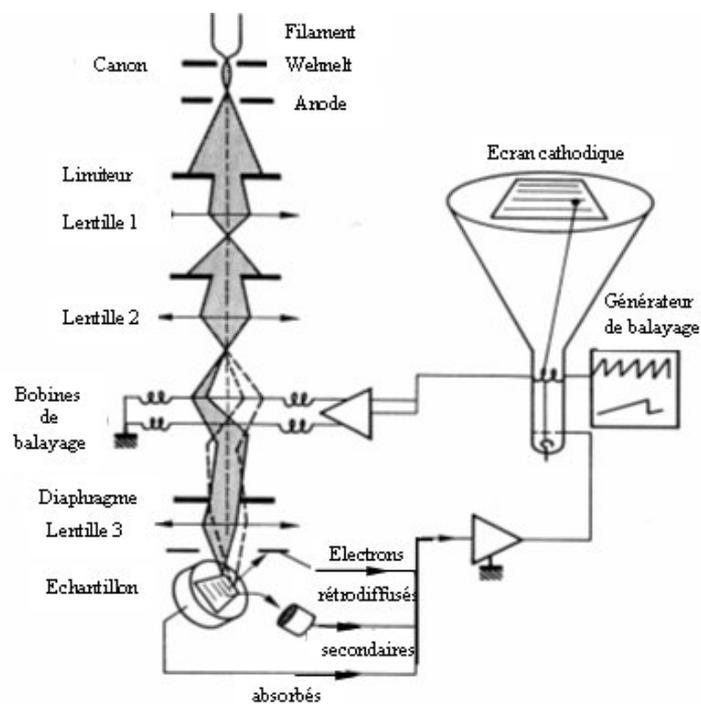
La préforme est installée verticalement au sommet d'un bâti de plusieurs mètres de haut (la tour de fibrage). Son extrémité inférieure plonge au centre d'un four à induction cylindrique creux placé sous une atmosphère d'argon. La température du four est portée à environ 1800°C (température proche de celle de la fusion de la silice). Sous l'action de la chaleur, la silice se ramollit et le bout de la préforme (appelé « goutte ») se détache en entraînant un fil de silice qui constitue la fibre. Cette dernière passe ensuite dans un mesureur de diamètre qui permet de contrôler son diamètre extérieur. Ce « fil » est fixé sur un tambour de traction et on agit sur la vitesse de fibrage et/ou sur la vitesse de descente de la préforme Afin d'ajuster ce diamètre aux dimensions souhaitées. Un système d'asservissement permet de maintenir constant le diamètre de la fibre durant l'étirage. La fibre est ensuite enduite d'une résine qui est ensuite polymérisée à la traversée d'un four à UV. Cette résine constitue la gaine mécanique qui a pour but principal de protéger la fibre optique de facteurs fragilisants comme l'humidité. Elle lui confère aussi une grande résistance mécanique. Enfin, elle est choisie avec un indice supérieur à celui de la silice ce qui permet d'évacuer et d'absorber l'énergie lumineuse parasite qui pourrait être couplée dans la gaine (vidage de gaine).



**Figure A.1.4 :** schéma de principe d'une tour de fibrage [11].

## Annexe 2: Le microscope électronique à balayage (MEB)

Le MEB est un appareil permettant de réaliser avec une grande résolution (quelques dizaines de nanomètres) l'image de la surface d'un échantillon. Son principe est basé sur le balayage ligne par ligne par un faisceau d'électrons focalisé de la surface de l'échantillon à étudier, sur la détection des particules rétrodiffusées en chaque point et sur l'analyse du signal obtenu. Le schéma de principe d'un MEB est présenté sur la figure A.2.1 [82].



**Figure A.2.1** : Schéma de principe d'un MEB.

Le MEB est constitué d'une enceinte sous vide, d'un canon à électrons, d'une colonne électronique, d'une unité de balayage (pour réaliser des images), d'un système de détecteurs et d'un système porte-échantillon. Le système porte-échantillon peut être déplacé dans un plan quasi-perpendiculaire au faisceau d'électrons grâce à un moteur pas à pas.

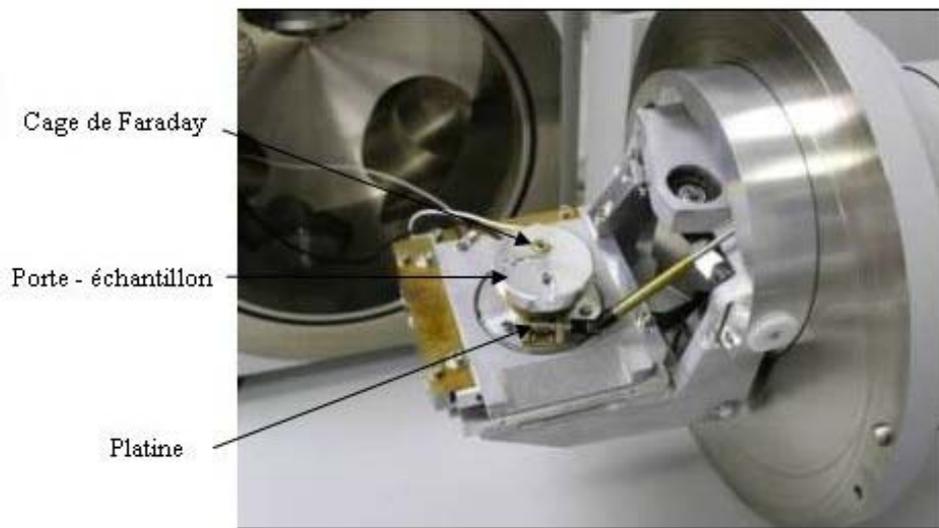
## Annexe 2 : Le microscope électronique à balayage (MEB)

Le canon à électrons permet d'obtenir un faisceau d'électrons énergétiques à partir d'un filament de tungstène chauffé. Le wehnelt, électrode permettant de modifier le flux d'électrons par modification de son potentiel, possède une ouverture pour laisser passer le faisceau. Placé à proximité de la pointe du filament, il est porté à une tension positive de quelques centaines de volts. Le faisceau est accéléré par une anode reliée à la masse. Les lentilles  $L_1$  et  $L_2$  réduisent la dimension de la source apparente d'électrons. Les bobines de balayage permettent au faisceau de parcourir la surface de l'échantillon ainsi que l'écran cathodique afin de visualiser l'échantillon frappé par le faisceau préalablement focalisé sur la surface à observer grâce à  $L_3$ .

Des photographies de la chambre du MEB et du porte-échantillon sont présentées sur les figures A.1.2 et A.1.3.

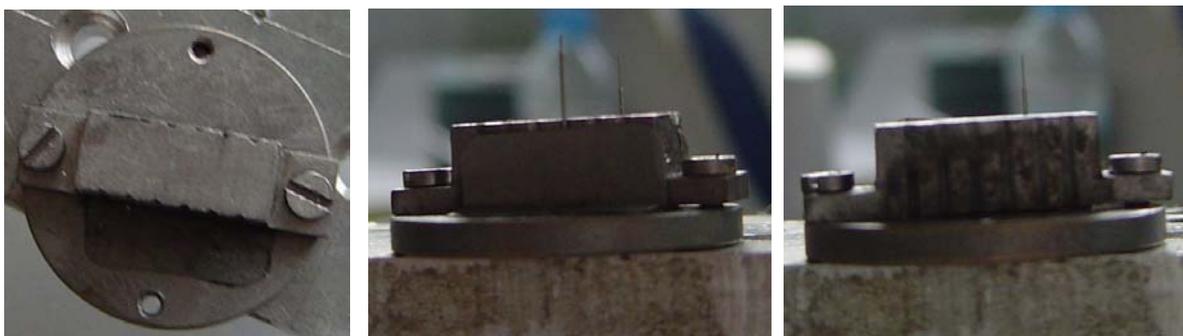


**Figure A.2.2** : Photographie de la chambre du MEB [82].



**Figure A.2.3** : Photographie de la porte de la chambre du MEB et du porte-échantillon [82].

Les fibres que l'on souhaite étudier sont placées sur un support qui s'adapte sur le porte échantillon du MEB (figure A.2.4). Les fibres en silice, du fait de leur nature diélectrique, ne peuvent pas être observées directement au MEB. Il faut préalablement métalliser la surface de l'échantillon afin de permettre l'évacuation des charges accumulées lors du bombardement électronique pour qu'une observation soit possible.



**Figure A.2.4** : Support des fibres pour analyse au MEB

Le MEB permet d'observer des motifs avec une résolution de l'ordre d'une dizaine de nanomètre. Différents paramètres sont à régler pour visualiser la surface d'un échantillon. Pour l'observation de nos fibres, ce sont : la tension d'accélération des électrons (de 0,2 à 30kV), le diamètre du spot électronique (pouvant prendre les valeurs prédéfinies de 5, 10, 20,

## Annexe 2 : Le microscope électronique à balayage (MEB)

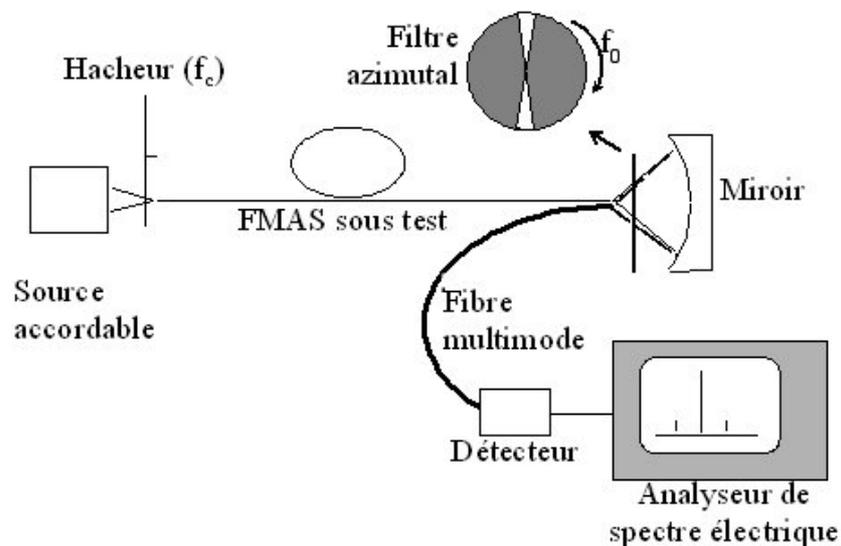
50, 100, 200, 500 ou 1000nm), le grandissement (valeur maximale : 400 000), la position de la platine porte-échantillon.

Dans notre étude sur les FMAS, les diamètres des sections droites des fibres à observer sont de l'ordre de 125 $\mu$ m. Le pas des réseaux de ces structures est compris entre 2 et 10 $\mu$ m et le diamètre des trous varie entre 1,5 $\mu$ m et 8 $\mu$ m selon la fibre considérée. Pour observer de telles structures, on choisit généralement une tension d'accélération de 20kV et un diamètre de spot de 5nm.

## Annexe 3 : Mesure de la longueur d'onde de coupure du 2ème mode des FMAS

Dans cette annexe, nous allons décrire la méthode expérimentale développée au sein de notre laboratoire pour déterminer la longueur d'onde de coupure du 2<sup>ème</sup> mode guidé dans les fibres optiques. Cette méthode est basée sur l'analyse azimutale du champ lointain en sortie de la fibre sous test.

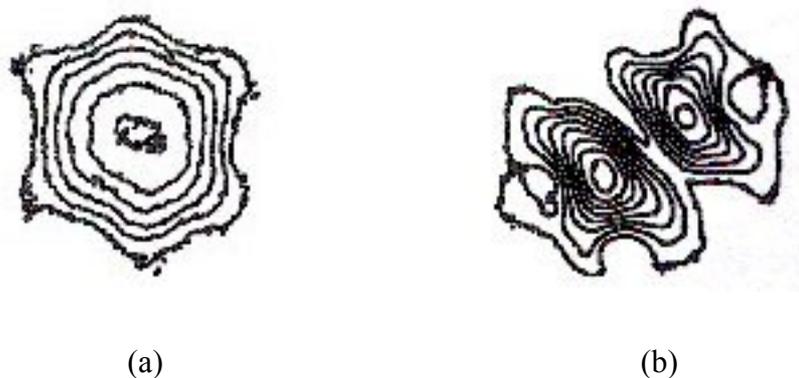
Cette méthode a été imaginée à l'IRCOM par le Pr Paul FACQ et validée pour des fibres conventionnelles [64],[65]. Elle est basée sur l'analyse spectrale du signal électrique délivré par un détecteur qui collecte le flux lumineux émergent de la fibre sous test après son filtrage par une fente en rotation (fréquence de rotation  $f_0$ ) placée en sortie de fibre. Le dispositif expérimental permettant de mesurer la longueur d'onde de coupure du deuxième mode est présenté sur la figure A.3.1.



**Figure A.3.1** : schéma de principe du banc de mesure de la longueur d'onde de coupure [66].

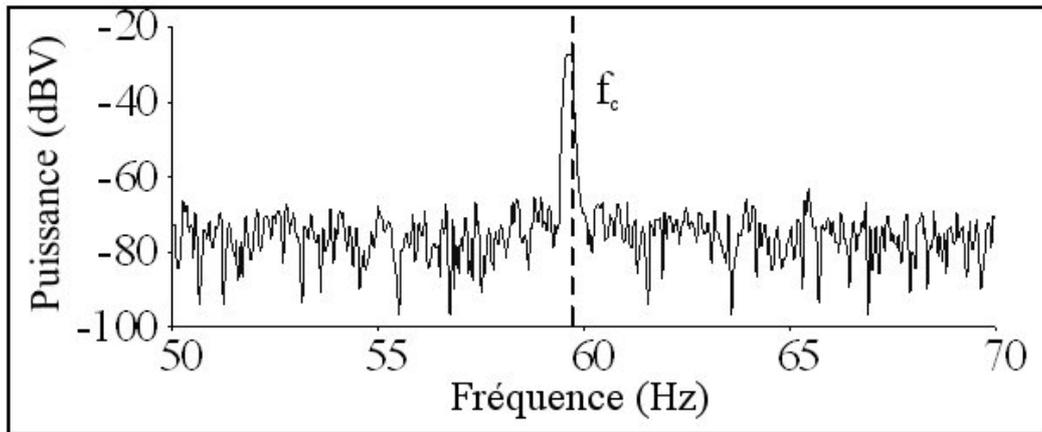
Le flux lumineux provenant d'une source accordable est injecté dans la FMAS sous test. Le champ lumineux issu de cette FMAS traverse une fente en rotation à la fréquence  $f_0$  avant d'être réfléchi par un miroir concave en direction de la face d'entrée d'une fibre multimode à gros cœur ( $200\mu\text{m}$ ). L'utilisation du miroir permet de s'affranchir du chromatisme des optiques nécessaires à focaliser le champ à injecter le champ dans la fibre multimode. Celle-ci est reliée à un détecteur large bande de grande sensibilité. Le signal électrique délivré par le détecteur est ensuite traité par un analyseur de spectre électrique à transformée de Fourier rapide afin d'obtenir des spectres tels que ceux présentés sur la figure A.3.3.

Pour réaliser une translation en fréquence du spectre du signal électrique et faciliter son analyse ultérieure, on module la porteuse (c'est-à-dire le faisceau lumineux injecté dans la fibre sous test) à la fréquence  $f_c$  à l'aide d'un hacheur. Le mode fondamental et le premier mode d'ordre supérieur d'une FMAS ne présente pas les mêmes variations azimutales : le mode fondamental présente une symétrie de  $\pi/3$  (figure A.3.2.a) alors que le 2<sup>ème</sup> mode est caractérisé par deux lobes distincts (figure A.3.2.b).

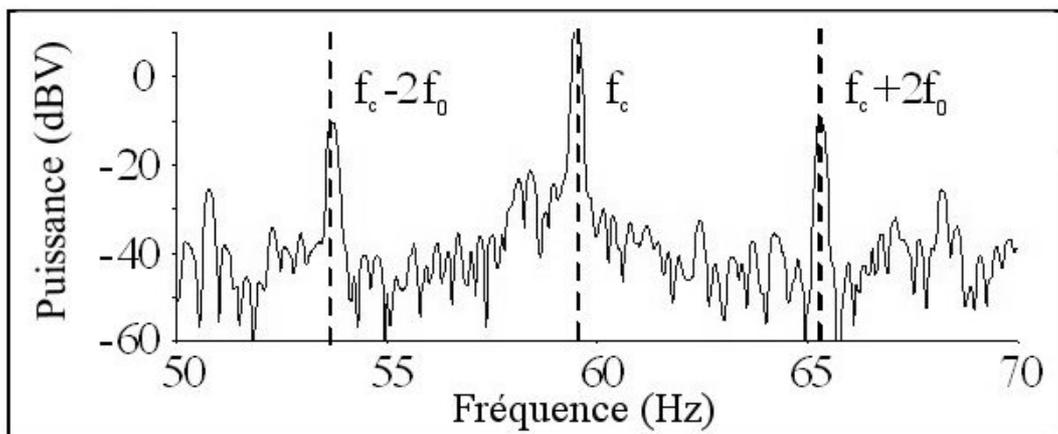


**Figure A.3.2** : allure de la distribution spatiale de la puissance de champ guidé dans une FMAS : a) pour le mode fondamental ; b) pour le deuxième mode [15].

Pour le mode fondamental, le flux lumineux issu de la FMAS sous test, modulé par la fente en rotation, présente une légère modulation aux fréquences de  $f_c \pm 6f_0$ . Si on considère le deuxième mode, le spectre observé présente deux raies latérales situées à  $f_c \pm 2f_0$  (figure A.3.3.b). La présence de ces raies est due à la variation azimutale de l'intensité du champ du deuxième mode.



(a)



(b)

**Figure A.3.3** : spectres typiques correspondant à l'analyse azimutale du flux lumineux issu d'une FMAS par filtrage spatial à l'aide d'une fente en rotation (fréquence de rotation  $f_0 = 2,5\text{Hz}$ ): (a) mode fondamental seul, (b) mode fondamental + deuxième mode. Le flux lumineux injecté dans la fibre sous test est modulé à la fréquence 60Hz [66].

Afin de déterminer la longueur d'onde de coupure, on cherche, lors d'un balayage en longueur d'onde du rayonnement injecté, la transition entre la situation présentée sur la figure A.3.3 (a) (mode fondamental seul) et celle montrée sur la figure A.3.3 (b) (mode fondamental + second mode). Pour cela, on utilise une source accordable en longueur d'onde. En utilisant une source monochromatique on peut déceler la présence ou non du 2<sup>ème</sup> mode à une longueur d'onde donnée.

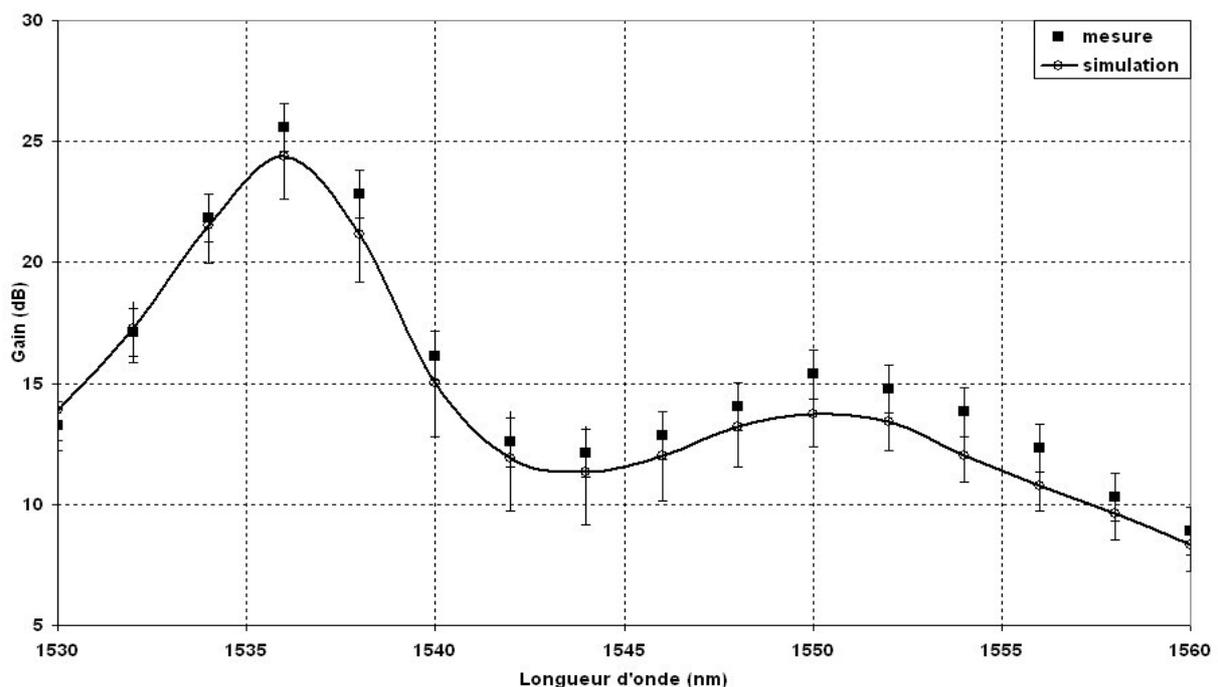
### Annexe 3 : Mesure de la longueur d'onde de coupure du 2ème mode des FMAS

L'analyse des spectres obtenus permet de déterminer si le deuxième mode est guidé. Les études théoriques antérieures [67] ont montré que, au regard des critères normalisés (norme ITU-T), une fibre standard fonctionne en régime monomode lorsque la différence de niveau entre la raie centrale à la fréquence  $f_c$  et les raies latérales (aux fréquences  $f_c \pm 2f_0$ ) sur l'analyseur de spectres électriques, est supérieure à 34dBV [68].

## Annexe 4 : Comparaison des gains théoriques et expérimentaux obtenus pour un amplificateur optique réalisée avec la FMAS dopée Er<sup>3+</sup> H042

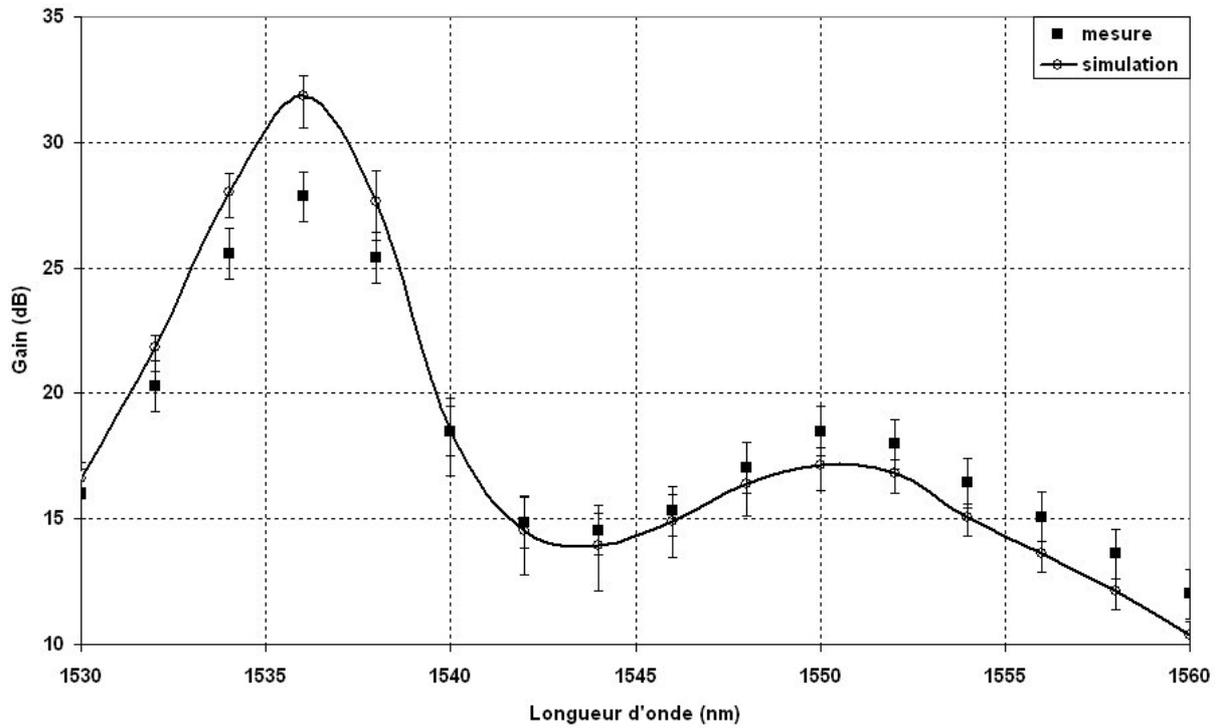
Dans cette annexe sont comparées les courbes de gains obtenues grâce à notre logiciel de simulation des amplificateurs optiques et les courbes issues de la mesure dans le cas d'un amplificateur optique basé sur l'emploi de la FMAS active H042 fabriquée dans les laboratoires d'Alcatel à Marcoussis.

Les mesures ont été effectuées pour des rayonnements monochromatiques compris entre 1530 et 1560nm. L'écart entre chaque point de mesure a été pris égal à 2nm. La puissance de pompe est de 80mW et le rayon de la zone dopé est de 0,75 $\mu$ m. Les courbes de gain ont été mesurées et calculées pour des longueurs de 3,35m, 4,85m et 10,85m de fibre H042 pour deux puissances de signal : -50dBm et -34,5dBm.

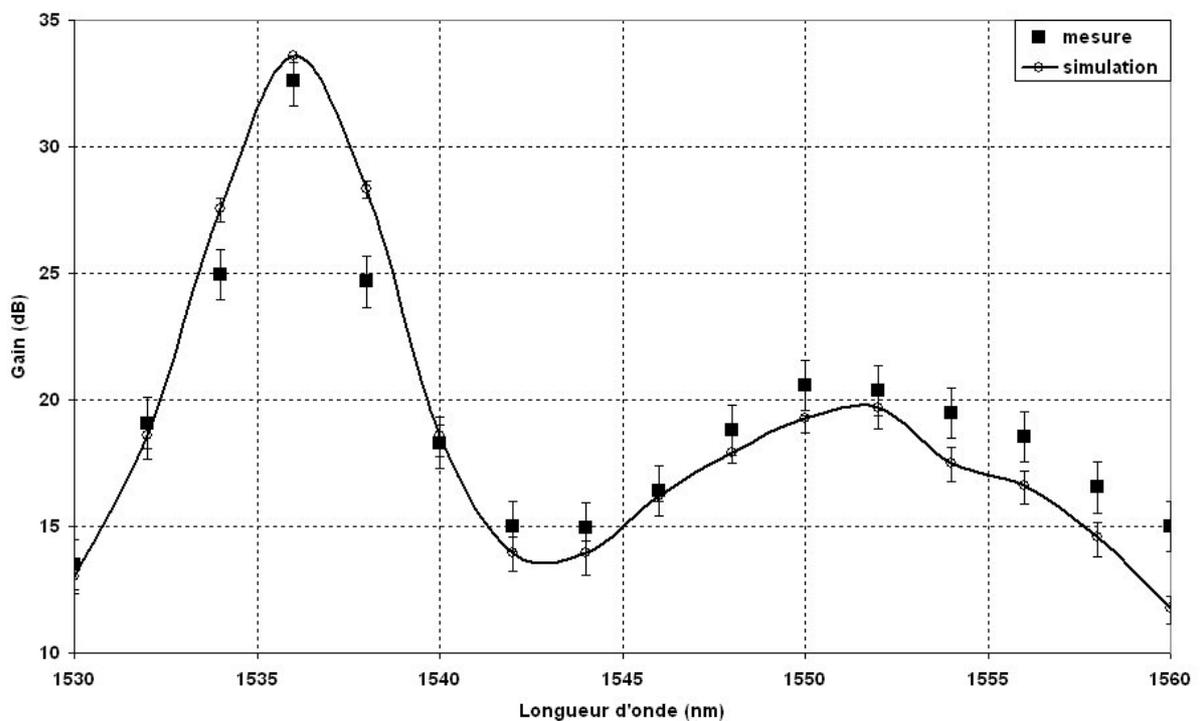


**Figure A.4.1** : Courbes de gain théorique et expérimentale pour une longueur de fibre H042 de 3,35m ( $P_{\text{sin}} = -50\text{dBm}$ ).

Annexe 4 : Comparaison des gains théoriques et expérimentaux...

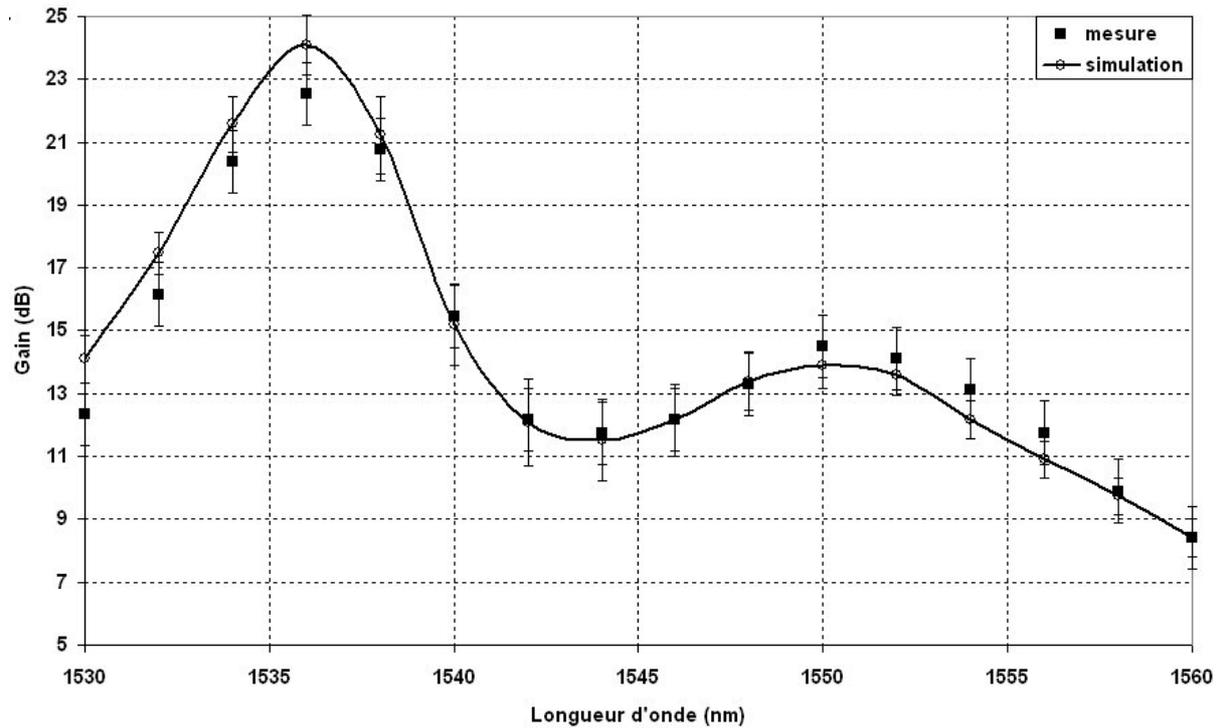


**Figure A.4.2** : Courbes de gain théorique et expérimentale pour une longueur de fibre H042 de 4,85m ( $P_{\text{sin}} = -50\text{dBm}$ ).

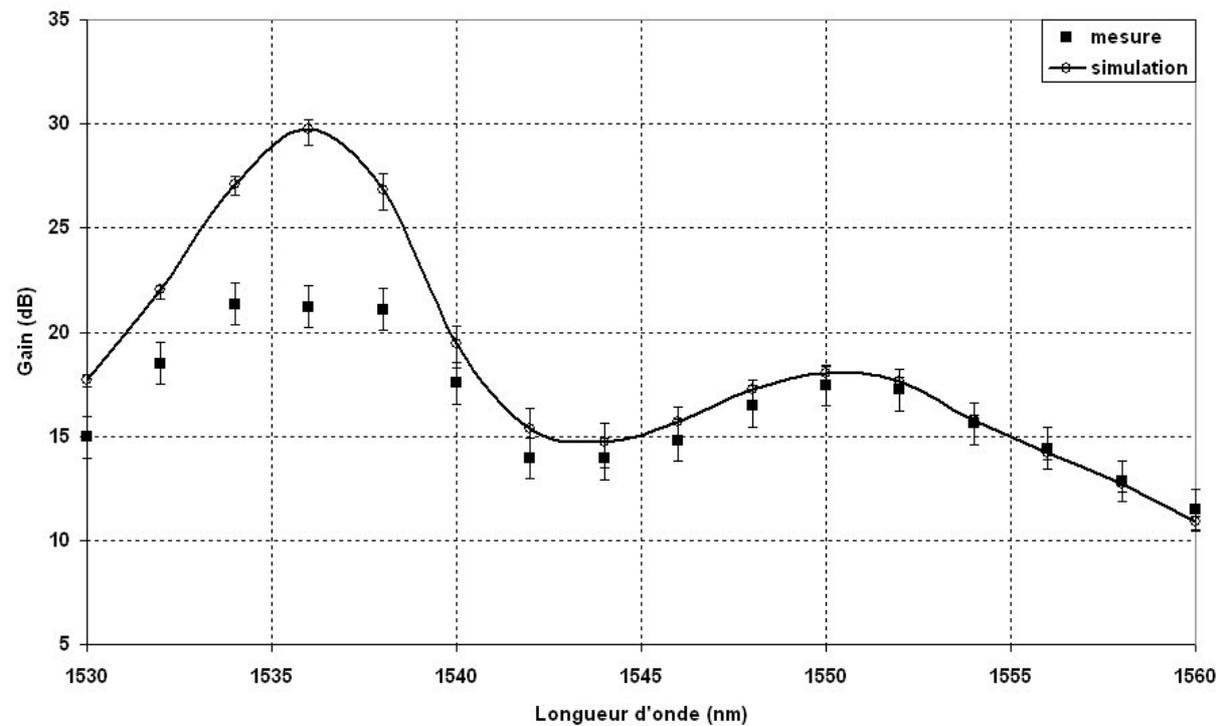


**Figure A.4.3** : Courbes de gain théorique et expérimentale pour une longueur de fibre H042 de 10,85m ( $P_{\text{sin}} = -50\text{dBm}$ ).

Annexe 4 : Comparaison des gains théoriques et expérimentaux...

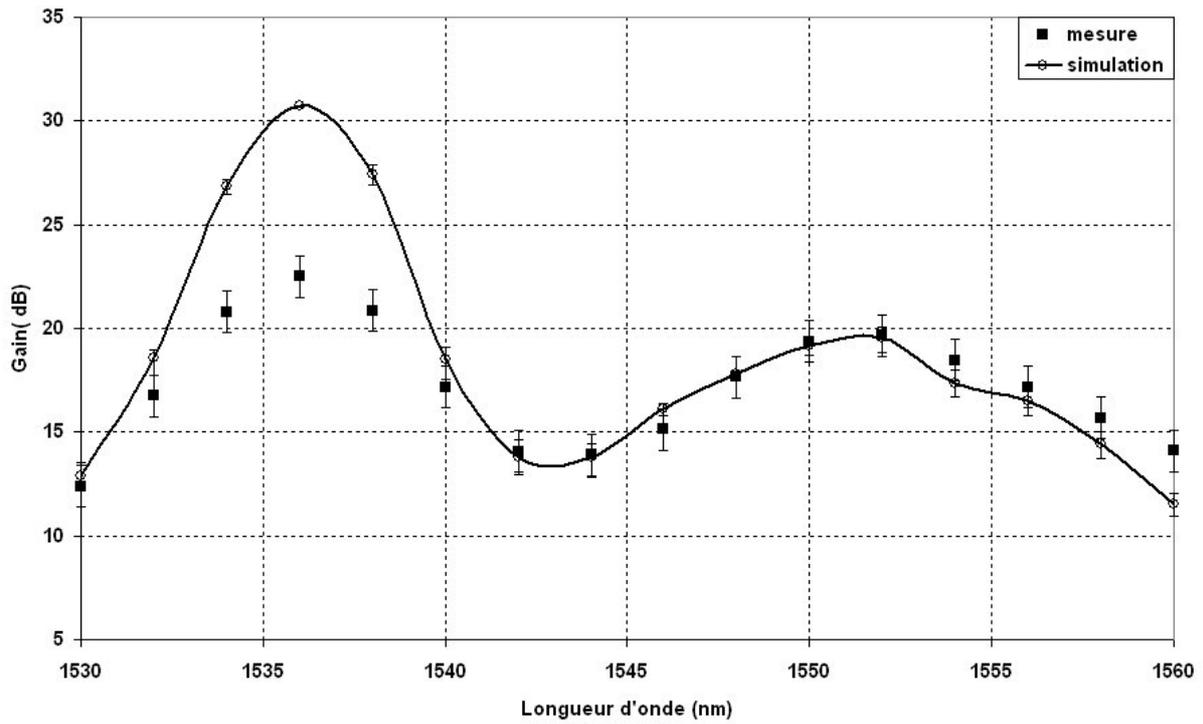


**Figure A.4.4** : Courbes de gain théorique et expérimentale pour une longueur de fibre H042 de 3,35m ( $P_{\text{sin}} = -34,5\text{dBm}$ ).



**Figure A.4.5** : Courbes de gain théorique et expérimentale pour une longueur de fibre H042 de 4,85m ( $P_{\text{sin}} = -34,5\text{dBm}$ ).

Annexe 4 : Comparaison des gains théoriques et expérimentaux...



**Figure A.4.6** : Courbes de gain théorique et expérimentale pour une longueur de fibre H042 de 10,85m ( $P_{\text{sin}} = -34,5\text{dBm}$ ).

## **REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES**



## Références bibliographiques

- [1] KAO K.C., HOCKHAM G.A. Dielectric fiber surface waveguide for optical frequencies. *Proceedings IEE*, 1966, vol. 113, n°7, pp.1151-1158.
- [2] KNIGHT J. C., BIRKS T. A., RUSSELL P. St. J. and ATKIN D. M. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Optics Letters*, 1996, vol.21, n° 19, pp. 1547-1549.
- [3] YABLONOVITCH E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Physical Review Letters*, 1987, vol. 58, n° 20, pp.2059-2062.
- [4] YABLONOVITCH E., GMITTER T. J., MEADE R. D., BROMMER K. D., RAPPE A. M., JOANNOPOULOS J. D. Photonic band gap structures: the face-centered cubic case employing non spherical atoms. *Physical Review Letters*, 1991, vol. 67, n° 24, pp.3380-3383.
- [5] BIRKS T. A., ROBERTS P. J., RUSSELL P. St. J., ATKIN D. M. and SHEPHERD T. J. Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures. *Electronics Letters*, 1995, vol. 31, n° 22, pp.1941-1943.
- [6] KNIGHT J. C., BIRKS T. A., RUSSELL P. St. J. and ATKIN D. M. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding: errata. *Optics Letters*, 1997, vol.22, n° 7, pp. 484-485.
- [7] MANGAN B.J.,FARR L., LANGFORD A.,ROBERTS P.J.,WILLIAMS D.P.,COUNY F.,LAWMAN M.,MASON M.,COUPLAND S.,FLEA R.,SABERT H. Low-loss (1.7dB/km) hollow core photonic bandgap fiber, *OFC*, post-deadline session PDP24, Anaheim, 22-27 février 2004.
- [8] VENKATARAMAN N., GALLAGHER M.T., SMITH C.M., MÜLLER D., WEST J.A., KOCH K.W., FAJARDO J.C. Low loss (13dB/km) air core photonic band-gap fibre. *Proceedings of European Conference on Optical Communications*, paper PD1.1, Copenhagen, 8-12 september 2002.
- [9] BIRKS T. A., KNIGHT J. C. and RUSSELL P. St. J. Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Optics Letters*, 1997, vol.22, n° 13, pp. 961-963.

## Références bibliographiques

- [10] BRECHET F., MARCOU J., PAGNOUX D., and ROY P. Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers, by the finite element method. *Optical Fiber Technology*, 2000, vol.6, n° 2, pp. 181-191.
- [11] LECOY P. *Télécommunications optiques*. Hermès, Paris, 1992.
- [12] BROENG J., MOGILEVSTEV D., BARKOU S. E. and BJARKLEV A. Photonic crystal fibers: a new class of optical waveguides. *Optical Fiber Technology*, 1999, vol.5, pp. 96-98.
- [13] RUSSELL P. St. J. Holey new fibers. *Optical Fiber Communication Conference*, OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington DC, 2001), papier TuL1, Anaheim (Californie, Etats Unis), 17-22 mars 2001.
- [14] PEYRILLOUX A. *Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2003.
- [15] KNIGHT J. C., BIRKS T. A., RUSSELL P. St. J. and DE SANDRO J. P. Properties of photonic crystal fiber and the effective index model. *Journal of Optical Society of America, Part A*, 1998, vol.15, n° 3, pp. 748-752.
- [16] FERRANDO A., SILVESTRE E., MIRET J.J., and ANDRES P. Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers. *Optics Letters*, 2000, vol.25, n° 11, pp. 790-792.
- [17] BJARKLEV A., BROENG J., DRIDI K., and BARKOU S. E. Dispersion properties of photonic crystal fibres. *European Conference on Optical Communication*, Madrid (Espagne), 20-24 septembre 1998, vol. 1, pp. 135-136.
- [18] WHITE T. P., McPHERAN R. C., DE STERKE C. M., Confinement losses in microstructured optical fibers. *Optics Letters*, 2001, vol.26, n° 21, pp. 1660-1662.
- [19] SELLERIE S. and ZOBOLI M. Performance comparison of finite-element approaches for electromagnetic waveguides. *Journal of Optical Society of America, Part A*, 1997, vol.14, n° 7, pp. 1460-1465.
- [20] MONRO T. M., RICHARDSON D.J., BRODERICK N.G.R. and BENNETT P. J. Modeling large air fraction holey optical fiber. *Journal of lightwave technology*, 2000, vol. 18, n° 1, pp. 50-56.
- [21] FOGLI F., SACCOMANDI L. and BASSI P. Full vectorial BPM modeling of index-guiding photonic crystal fibers and couplers. *Optics express*, 2002, vol.10, n° 1, pp. 54-59.

## Références bibliographiques

- [22] FRANCE P. W. *Optical loss mechanisms in fluorozirconate glasses and infrared fibres*. Thèse de doctorat, Université de Sheffield (Royaume Uni), 1987.
- [23] URQUHART P. Review of rare earth doped fibre lasers and amplifiers. *IEE Proceedings*, 1988, vol. 135, n° 6, pp. 385-407.
- [24] DIEKE G. H., and CROSSWHITE H. M. The doubly and triply ionized rare earths. *Applied Optics*, 1963, vol. 2, pp. 675-686.
- [25] DESURVIRE E., SIMPSON J. R. Evaluation of  $^4I_{15/2}$  and  $^4I_{13/2}$  Stark-level energies in erbium-doped aluminosilicate glass fibers. *Optics Letters*, 1990, vol. 15, n° 10, pp. 547-549.
- [26] MAGNE S. *Etat de l'art des lasers à fibre, étude d'un laser à fibre dopée ytterbium et spectroscopie laser de fibres dopées*. Thèse de doctorat, Université de Saint-Etienne, 1993.
- [27] LARSEN C., and DYBDAL K. Fibre lasers and amplifiers. *DOPS-NYT (Danemark)*, 1989, vol. 1, pp. 9-14.
- [28] DESURVIRE E. *Erbium-doped fiber amplifiers-principles and applications*. Wiley-Interscience, USA, 1994.
- [29] PEDERSEN B., THOMPSON B. A., ZEMON S., MINISCALCO W. J., and WEI T. Power requirements for erbium-doped fiber amplifiers pumped in the 800, 980, and 1480nm bands. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1992, vol. 4, pp. 46-49.
- [30] DESURVIRE E. Erbium-doped fiber amplifiers: basic physics and theoretical modelling. *International Journal of High Speed Electronic and System*, 1991, vol. 2, n° 1-2, p. 89.
- [31] BJARKLEV A. *Optical fiber amplifiers: design and system applications*. Artech-house, 1993.
- [32] QUIMBY R. S., MINISCALCO W. J., and THOMPSON B. A. Excited state absorption at 980nm in erbium-doped silica glass. *Techn. Dig. Of Optical Amplifiers and their Applications OAA '92*, Santa Fe, 24-26 juin 1992, paper WE3, pp. 67-70.
- [33] LUMHOLT O. *Erbium doped active fibre pumped around 1480nm*. Thèse de doctorat, Technical University of Denmark, 1990.
- [34] LEPROUX P. *Conception et optimisation d'amplificateurs optiques de puissance à fibres double gaine dopées erbium*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2001 ;
- [35] PEDERSEN B., DAKSS M. L., THOMPSON B. A., MINISCALO W. J., WEI T., and ANDREWS L. J. Experimental and theoretical analysis of efficient erbium-

## Références bibliographiques

- doped fibre power amplifiers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1991, vol.3, n° 12, pp. 1085-1087.
- [36] MONRO T.M., RICHARDSON D.J., BRODERICK N.G.R., and BENNETT P. J. Holely optical fibers: an efficient modal model. *Journal of Lightwave Technology*, 1999, vol. 17, n° 6, pp. 1093-1102.
- [37] FERRANDO A., SYLVESTRE E., MIRET J.J., and ANDRES P. M.V. Full-vector analysis of a realistic photonic crystal fiber. *Optics Letters*, 1999, vol. 24, n° 5, pp. 276-278.
- [38] PAGNOUX D., PEYRILLOUX A., ROY P., FEVRIER S., LABONTE L., HILAIRE S. Microstructured air-silica fibres: recent developments in modelling, manufacturing and experiment. *Article invité dans Annals of Telecommunications*, 2003, vol. 58, n° 9-10, pp. 1238-1374.
- [39] BRECHET F., MARCOU J., PAGNOUX D. Analysis of photonic crystal fibres modes by the finite element method. *European Conference on Optical Communication*, Nice (France), 26-30 septembre 1999.
- [40] SIANMING J. *The finite element method in electromagnetic*”, Wiley-Interscience, USA, second edition, 2002.
- [41] STEEL M. J., WHITE T. P., MARTIJN DE STERKE C., MCPHEDRAN R. C. and BOTTEN L. C. Symmetry and degeneracy in microstructured optical fibers. *Optics Letters*, 2001, vol. 26, n° 8, pp. 488-490.
- [42] PEYRILLOUX A., FEVRIER S., MARCOU J., BERTHELOT L., PAGNOUX D. and SANSONETTI P. Comparison between the finite element method, the localized function method and a novel equivalent averaged index method for modelling photonic crystal fibres. *Journal of Optics A: Pure and applied optics*, 2002, vol. 4, pp. 257-262.
- [43] PEYRILLOUX A, PAGNOUX D, SANSONETTI P. Modelling of photonic crystal fibres by means of the finite elements method, *2<sup>nd</sup> Electromagnetic Optics Symposium*, Paris, 26-30 août 2001.
- [44] ROY P. *Lasers déclenchés à fibres dopées à l’erbium pour applications à la télémétrie*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 1997.
- [45] FÉVRIER S. *Conception et réalisation de filtres spectraux à fibres optiques pour l’optimisation des systèmes de télécommunication de type DWDM*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2002.

## Références bibliographiques

- [46] MORTENSEN N.A. Effective area of photonic crystal fibers. *Optics Express*, 2002, vol. 10, n°7, pp. 341-348.
- [47] DIGONNET M. *Rare earth doped fiber lasers and amplifiers*. Editions Dekker, USA, 1993.
- [48] JEONG H., OH K., HAN S.R. and MORSE T.F. Broadband amplified spontaneous emission from an  $\text{Er}^{3+}$ - $\text{Tm}^{3+}$  codoped silica fiber. *Optics Letters*, 2003, vol. 28, n°3, pp. 161-163.
- [49] ROY F. *L'amplificateur à fibre dopée Thulium : un dispositif prometteur pour l'amplification d'une nouvelle bande spectrale de canaux multiplexés en longueur d'onde dans les systèmes de transmission par fibre optique*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2002.
- [50] YAMADA M., ONO H., KANAMORI T., SUDO S. and OHISHI Y. Broadband and gain flattened amplifier composed of a 1.55 $\mu\text{m}$  and a 1.58 $\mu\text{m}$ -band  $\text{Er}^{3+}$ -doped fiber amplifier in a parallel configuration. *Electronics letters*, 1997, vol. 33, n°8, pp. 710-711.
- [51] SUN Y., SULHOFF J. W., SRIVASTAVA A. K., ZYSKIND J. L., STRASSER T. A., PEDRAZZANI J. R., WOLF C., ZHOU J., JUDKINS J.B., ESPINDOLA R.P. and VENGSARKAR A.M. 80 nm ultra-wideband erbium-doped silica fibre amplifier. *Electronics letters*, 1997, vol. 33, n°23, pp. 1965-1967.
- [52] MASUDA H., KAWAI S. and AIDA K. Wideband erbium-doped fibre amplifiers with three-stage amplification. *Electronics letters*, 1997, vol. 34, n°6, pp. 567-568.
- [53] SHIMIZU M., YAMADA M., HORIGUCHI M., SUGITA E. Concentration effect on optical amplification characteristics of Er-doped silica single-mode fibers. *IEEE photonics Technology Letters*, 1990, vol. 2, n°1, pp. 43-45.
- [54] NAKAZAWA M., KIMURA Y. Lanthanum codoped erbium fibre amplifier. *Electronics Letters*, 1991, vol. 27, n°12, pp. 1065-1067.
- [55] MONRO T. M., RICHARDSON D.J., BRODERICK N.G.R., BENNETT and P. J. Holey fibers with random cladding distributions. *Optics letters*, 2000, vol. 25, n° 4, pp. 206-208.
- [56] BLONDY J.M., BRECHET F., ROY P., BOUTINAUD G. Fabrication et caractérisation d'une fibre à cristal photonique. *Journées Nationales de l'Optique Guidée 99*. Limoges (France), novembre 1999.
- [57] JOUENNE C.A. *Traité de céramiques et matériaux minéraux*. Editions Septima, Paris, 1975.

## Références bibliographiques

- [58]PARMENTIER R., PHAN HUY M.C., LAFFONT G., DEWINTER-MARTY V., FERDINAND P., ROY P., BLONDY J-M., PAGNOUX D., DUSSARDIER B. Cross comparison between theoretical and experimental modal field patterns in a doped-core microstructured fiber. *ECOC 2004, 30th European Conference on Optical Communication*, Stockholm (Suède), 5-9 septembre 2004.
- [59]HOUGAARD K.G., BROENG J. and BJARKLEV A. Low pump power photonic crystal fibre amplifiers. *Electronics Letters*, 2003, vol. 39, n° 7, pp. 599-600.
- [60]STEWART W.J. A new technique for measuring the refractive index profile of graded optical fibres. *Proceedings of International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber communication*, Tokyo, Japan 1977 paper C2-20, pp. 395-398.
- [61]WHITE K.I. Practical application of the refracted near field technique for the measurement of optical fibres refractive index profiles. *Optical and quantum electronics*, 1979, vol. 11, n° 2, pp.185-196.
- [62]RAINE K.W., BAINES J.G.N., and PUTLAND D.E. Refractive index profiling: State of the art. *Journal of lighthwave technology*, 1991, vol.7, n° 8, p.1162.
- [63]MARCOU J., PAGNOUX D., BRECHET F., LEPROUX P., ROY P., PEYRILLOUX A. Theoretical and experimental study of light propagation into novel fibers designed for the management of the chromatic dispersion. *Photonics*, Calcutta (Inde), 18-20 décembre 2000.
- [64]BLANC A.M. *Nouvelle méthode de mesure de la longueur d'onde d'extinction du mode LP<sub>11</sub> des fibres optiques monomodes*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 1986.
- [65]BLONDY J.M., BLANC A.M., CLAPEAU M., FACQ P., Azimuthal filtering technique for effective LP<sub>11</sub>cutoff wavelength measurement in optical fibres. *Electronics Letters*, 1987, vol. 23, n°10, pp. 522-523.
- [66]LABONTE L., PAGNOUX D., ROY P., HILAIRE S., BLONDY J.M., MELIN G., REJEAUNIER X., FLEUREAU A., LEMPEREUR S., GASCA L. Accurate measurement of the extinction wavelength of the second mode of air-silica microstructure fibers. *OFC 2004 Optical Fiber Communication*, Anaheim (Etats-Unis), 22-27 février 2004.
- [67]KATSUYAMA Y., TUKODA M., UCHIDA N., NAKAHARA M. New method for measuring V-value of a single-mode optical fiber. *Electronics Letters*, 1976, vol. 12, pp. 669-670.

## Références bibliographiques

- [68] PAGNOUX D., BLONDY J.M., DI BIN P., FAUGERAS P., FACQ P. Azimuthal far-field analysis for the measurement of the effective cutoff wavelength in single-mode fibers. Effects of curvature, length and index profile. *Journal of Lightwave Technology*, 1994, vol 12, n°3, pp385-391.
- [69] FOLKENBERG J.R., MORTENSEN N.A., HANSEN K.P., HANSEN T.P., SIMONSEN H.R., JAKOBSEN C. Experimental investigation of cutoff phenomena in nonlinear photonic crystal fibers. *Optics Letters*, 2003, vol. 28, n° 20, pp. 1882-1884.
- [70] DYBDAL K., BJERRE N., PEDERSEN J.E., LARSEN C.C. Spectroscopic properties of Er-doped silica fibers and performs. *Proceedings of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers Conference, OE/Fibers'89*, part: Fiber Laser Sources and Amplifiers, Boston (Etats-Unis), 6-8 septembre 1989, SPIE vol. 1171, pp. 209-217.
- [71] PEDERSEN J.E. *Rare earth doped fibre optical amplifiers*. Thèse de doctorat, Université d'Aarhus, 1991.
- [72] RICHARDSON D.J., FURUSAWA K., KOGURE T., PRICE J.H.V., LEE J.H., MONRO T.M. Holey fiber amplifiers and lasers. *ECOC 2004, 30th European Conference on Optical Communication*, Stockholm (Suède), 5-9 septembre 2004.
- [73] SMITHGALL D. H., MILLER T. J., and FRAZEE R. E. A novel MCVD process control technique. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 2000, vol. 4, n° 9, pp. 1360-1366.
- [74] THOMPSON-CSF. *L'optique guidée monomode et ses applications*. Masson, 1985.
- [75] AINSLIE B. J., CRAIG S. P., and DAVEY S. T. The fabrication and optical assessment of Nd<sup>3+</sup> in silica-based optical fibers. *Material Letters*, 1987, vol. 5, n° 4, pp. 143-146.
- [76] POOLE S. B., PAYNE D. N., and FERMAN M. E. Fabrication of low-loss optical fibres containing rare-earth ions. *IEE Electronics Letters*, 1985, vol. 21, n° 17, pp. 737-738.
- [77] MACCHESNEY J. B., and SIMPSON J. Optical waveguides with novel compositions. *Optical Fiber Communication*, 1982, paper WH5.
- [78] DIGIOVANNI D. J. Fabrication of rare earth doped optical fiber. *Proceedings of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers Conference, OE/Fibers'90*, part: Fiber Laser Sources and Amplifiers II, San Jose, Septembre 1990, vol. 1373, pp. 2-8.

## Références bibliographiques

- [79] SIMPSON J. Fabrication of rare earth doped glass fibers. *Proceedings of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers Conference, OE/Fibers '89*, part: Fiber Laser Sources and Amplifiers, Boston, Septembre 1989, vol. 1171, pp. 2-9.
- [80] DEKKER M. *Rare earth doped fiber lasers and amplifiers*. Digonnet, 1993.
- [81] AINSLIE B. J. A review of the fabrication and properties of erbium-doped fibers for optical amplifiers. , 1991, vol. 9, n° 2, pp. 1487-1499.
- [82] MASSY S. *Contribution à la réalisation de fonctions optiques à base de cristaux photonique sur LiNbO<sub>3</sub>*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2004.

## **Liste des publications**



## Liste des publications

### **Publication dans des revues internationales :**

PAGNOUX D., PEYRILLOUX A., ROY P., FEVRIER S., LABONTE L., HILAIRE S. Microstructured air-silica fibres : recent developments in modelling manufacturing and experiment. *Article invité dans Annals of Télécommunications*, 2003, vol. 58, n° 9-10, pp. 1238-1274.

### **Communications nationales sans comité de lecture :**

S HILAIRE., ROY P., PAGNOUX D., FEVRIER S. Amplificateur efficace à fibre microstructurée air-silice dopée erbium. *GDR ondes*, Orsay, 12-13 juin 2003.

### **Communications nationales à comité de lecture :**

FEVRIER S., HILAIRE S., MARCOU J., PAGNOUX D., PEYRILLOUX A., ROY P. Modélisation simplifiée des fibres à cristal photonique par la méthode de l'indice moyenné en azimut. *OPTIX 2001*, Marseille (France), 26-28 novembre 2001.

D PAGNOUX., ROY P., LABONTE L., HILAIRE S. Les fibres microstructurées : état de l'art et perspectives. *Communication invitée à Horizons de l'Optique*, Toulouse (France), 3-5 sept 2003, pp.17-18.

## Liste des publications

HILAIRE S., ROY P., PAGNOUX D., FEVRIER S. Design d'un amplificateur de grande efficacité à fibre microstructurée air-silice dopée erbium. *JNOG 2003*, Valence (France), 12-14 novembre 2003, pp. 141-143.

LABONTE L., PAGNOUX D., ROY P., HILAIRE S., BLONDY J.M. Mesure de la longueur d'onde d'extinction du 2<sup>ème</sup> mode des fibres microstructurées air-silice. *JNOG 2003*, Valence (France), 12-14 novembre 2003, pp. 141-143.

### **Communications internationales à comité de lecture :**

HILAIRE S., ROY P., PAGNOUX D., BAYART D. Large mode Er<sup>3+</sup>-doped photonic crystal fibre amplifier for highly efficient amplification. *Proceedings of ECOC 2003*, Rimini (Italie), 21-25 sept 2003, paper We4.P4, pp.564-565.

LABONTE L., PEYRILLOUX A., LOURADOUR F., MELIN G., REJEAUNIER X., PAGNOUX D., ROY P., S HILAIRE., PROVOST L. Dispersion measurement into a highly birefringent  $\pi/3$  symmetrical microstructured optical fiber. *Proceedings of ECOC 2003*, Rimini (Italie), 21-25 sept 2003, paper We4.P4, pp.564-565.

LABONTE L., PAGNOUX D., ROY P., HILAIRE S., J BLONDY.M., MELIN G., REJEAUNIER X., FLEUREAU A., LEMPEREUR S., GASCA L. Accurate measurement of the extinction wavelength of the second mode of air-silica microstructure fibers. *OFC 2004*, Anaheim (USA-Ca) , 22-27 février 2004, paper WI3.



Cette thèse évalue les performances potentielles d'amplificateurs optiques à base de fibres microstructurées air-silice (FMAS) dopées  $\text{Er}^{3+}$ . Elles sont calculées avec un code de simulation d'amplificateur que nous avons adapté, à partir des données relatives aux modes guidés préalablement déterminées par un logiciel utilisant une méthode d'éléments finis.

Trois structures de FMAS ont été proposées : la première est une FMAS classique avec un cœur dopé  $\text{Er}^{3+}$ , la deuxième possède un cœur composé de zones co-dopées différemment et la dernière se caractérise par un large cœur hexagonal uniformément dopé.

Dans le volet expérimental, nous exposons d'abord les travaux menés en vue d'améliorer les procédés d'élaboration des FMAS au laboratoire. Puis la première FMAS dopée  $\text{Er}^{3+}$  fabriquée en France dans le cadre de ce travail est étudiée en tant que guide et en tant qu'amplificateur. Les résultats des mesures expérimentales, confrontés à ceux des simulations, sont commentés et analysés.

### **Mots clés :**

Fibres optiques microstructurées air-silice ; fibre monomode ; erbium ; amplificateurs optiques ; facteur de recouvrement ; amplificateur efficace.

The aim of this thesis is to estimate the potential performances of optical amplifiers based on  $\text{Er}^{3+}$  doped microstructured air-silica optical fibres (MOFs). They are calculated by means of a simulation code dedicated to amplifiers, that we have adapted for MOFs. The input data, relative to the guided modes, are determined by a software based on a finite element method.

Three structures of MOFs have been proposed. The first one is a classical MOF with an  $\text{Er}^{3+}$  doped core. The core of the second one is made of several zones differently co-doped. The last one is characterised by a wide hexagonal uniformly-doped core.

In the experimental section, we first expose the works carried out to improve the manufacturing techniques of MOFs in our laboratory. Then, the first  $\text{Er}^{3+}$  doped MOF manufactured in France is studied as a waveguide and as an amplifier. The results of the experimental measurements, compared with simulations, are discussed and analysed.

### **Keywords:**

Microstructured air-silica optical fibres; singlemode fibres; erbium; optical amplifiers; overlap factor; effective amplifier.